

THÈSE
PRÉSENTÉE
DEVANT L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON
POUR OBTENIR
LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES
PAR

Pierre HINZELIN
Ingénieur I.N.S.A.
Licencié ès-sciences
Maître Assistant au Département Génie Civil de l'I.U.T. 1

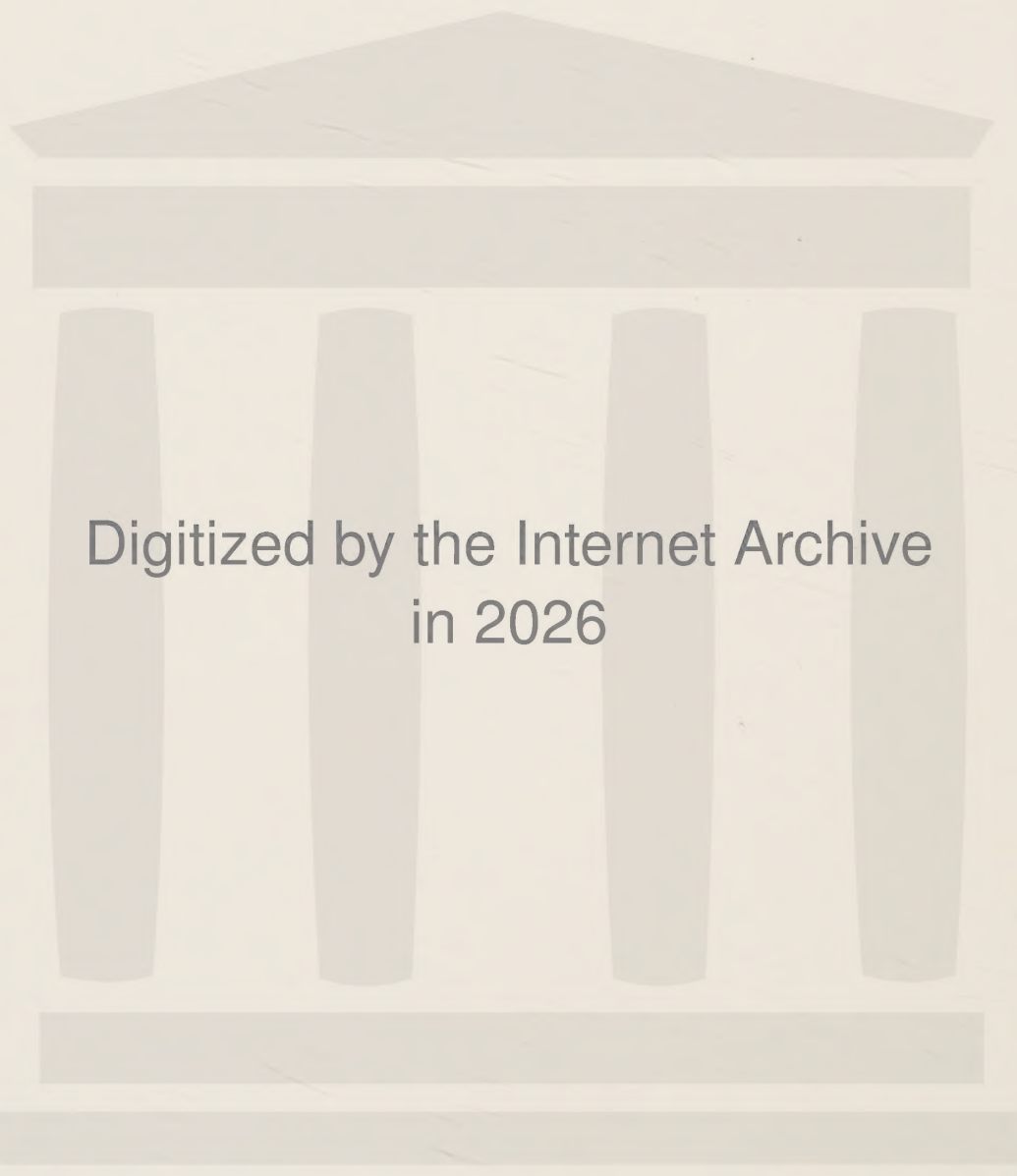
ÉTUDE DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE
DES MILIEUX GRANULAIRES
ET MESURE DE LEUR DIFFUSIVITÉ THERMIQUE

soutenue le 11 Juillet devant la Commission d'Examen

1972

MM. P. GEVIN Président

H. PONCIN	} Examineurs
C. EYRAUD	
J.-C. CUBAUD	
M. GERY	



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552607_0030

THÈSE

PRÉSENTÉE

DEVANT L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre HINZELIN

Ingénieur I.N.S.A.

Licencié ès-sciences

Maître Assistant au Département Génie Civil de l'I.U.T. 1

ÉTUDE DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE DES MILIEUX GRANULAIRES ET MESURE DE LEUR DIFFUSIVITÉ THERMIQUE

soutenue le 11 Juillet devant la Commission d'Examen

MM. P. GEVIN Président

H. PONCIN	} Examineurs
C. EYRAUD	
J.-C. CUBAUD	
M. GERY	

LYON

Président : M. le Professeur J. BOLDIN

1er Vice-Président : M. R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé

2ème Vice-Président : M. P. PONCET, Maître Assistant

3ème Vice-Président : M. D. SETTELEN, Etudiant

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

UNITES

DIRECTEURS

U.E.R. médicale Grange-Blanche	M. le Professeur D. GERMAIN
U.E.R. médicale Alexis Carrel	M. le Professeur C. GIROD
U.E.R. médicale LYON-Nord	M. le Professeur A. BERTOYE
U.E.R. médicale LYON-Sud-Ouest	M. le Professeur L. TOLOT
U.E.R. des Sciences Pharmaceutiques	M. M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	M. le Professeur P. MOUNIER-KUHN
U.E.R. de Biologie humaine	M. J.C. CZYBA, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur E.P.S.
U.E.R. des Sciences Odontologiques	M. R. VINCENT
U.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
U.E.R. de Physique	M. le Professeur M. DUFAY
U.E.R. de Chimie et Biochimie	M. le Professeur D. GAUTHERON
U.E.R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur L. DAVID
U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	M. R. FONTANGES, Maître de Conférences
U.E.R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur A. SARAZIN
U.E.R. de Mécanique	M. le Professeur J. MATHIEU
Observatoire	M. le Professeur J.H. BIGAY
Institut Universitaire de Technologie 1	M. le Professeur B. POUYET
Institut Universitaire de Technologie 2	M. J. GALLET

Secrétaire Général : M. P. IZAUTE

AVANT - PROPOS

Ce travail a été réalisé au Département GENIE CIVIL et URBANISME de l'Institut National des Sciences Appliquées de LYON, au sein du Laboratoire d'Equipement de l'Habitat dirigé par Monsieur GERY, Maître-Assistant ; qu'il soit remercié ici pour son amicale collaboration, ses conseils et les encouragements qu'il m'a prodigués.

Que Monsieur le Professeur H. PONCIN, Directeur du laboratoire de Recherche sur les Echanges Thermiques de l'Université de PARIS VI, trouve ici l'assurance de ma respectueuse gratitude pour les éminents conseils qu'il m'a donnés, et pour l'honneur qu'il m'a fait en s'intéressant à ce travail et en acceptant de participer au Jury.

Monsieur le Professeur P. GEVIN, Directeur du Département GENIE CIVIL et URBANISME de l'I. N. S. A. m'a toujours accueilli avec sympathie et bienveillance. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour le soutien qu'il a apporté à mes recherches, et pour l'honneur qu'il me fait en présidant ce Jury.

Monsieur G. EYRAUD, Professeur à l'Université de LYON I, a bien voulu examiner ce travail et faire partie du Jury. Qu'il en soit ici remercié.

Monsieur J. C. CUBAUD, Maître de Conférences au Département GENIE CIVIL et URBANISME de l'I. N. S. A. a accepté d'examiner les résultats de ce travail et de participer au Jury. Je l'en remercie vivement.

Je remercie également Monsieur M. LAURENT et Monsieur G. SINICKI pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je ne saurais oublier toute l'équipe du laboratoire dont l'amicale collaboration m'a été précieuse.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur A. SCHENAL et Monsieur R. PELLERIN pour l'aide importante qu'ils m'ont apportée dans la réalisation des montages expérimentaux, ainsi qu'à Madame S. LOUVAT, Mademoiselle M. C. BINET, Monsieur H. GAERTNER, pour les travaux de dactylographie et de dessin qu'ils ont effectués avec compétence et efficacité.

S O M M A I R E .

INTRODUCTION.	1
---------------	---

I/ <u>PREMIERE PARTIE</u> :	ETUDE DU COEFFICIENT DE CONDUCTIVITE THERMIQUE APPARENT DE MILIEUX GRANULAIRES BAIGNANT DANS UN GAZ AU REPOS.	7
<u>Chapître I</u>	: Généralités.	8
<u>Chapître II</u>	: Technique de mesure .	
	A/ Cellule de mesure.	10
	B/ Installation à vide.	11
	C/ Description des échantillons.	14
	D/ Mode opératoire, description des manipulations.	16
<u>Chapître III</u>	: Théorie des mesures et de leur exploitation.	
	A/ Mesure du coefficient de conductivité thermique apparent.	
	1) Régime permanent des températures.	19
	2) Régime variable des températures.	20
	B/ Exploitation des résultats expérimentaux.	
	1) Le modèle de KUNI et SMITH.	22
	2) Distribution statistique des libres parcours des molécules d'un gaz.	24
	3) Conductivité thermique d'un gaz raréfié.	26

4) Libre parcours moyen des molécules d'un gaz raréfié dans un milieu granulaire.	27
5) Méthode de calcul de $\overline{\lambda}_g$ et de d.	27

Chapître IV : Résultats expérimentaux.

A/ Valeurs de λ_a .	
1) Régime permanent.	32
2) Régime variable, comparaison entre les deux méthodes, précision.	35
B/ Valeurs de $\overline{\lambda}_g / \lambda_g$.	39
C/ Valeurs de d.	43

Chapître V : Conclusions.

A/ Influence de la pression du gaz inter- granulaire sur $\overline{\lambda}_g, \lambda_a$.	48
B/ Influence de la nature des phases gazeuse et solide du milieu granulaire.	50
C/ Influence du diamètre des grains.	51
D/ Déplacement des courbes expérimentales $\lambda_a = \lambda_a(p)$.	52
E/ Conclusions pratiques.	54

DEUXIEME PARTIE : MESURE DE LA DIFFUSIVITE THERMIQUE APPARENTE
DES MILIEUX GRANULAIRES.

Chapître I : Généralités. 57

Chapître II : Technique et appareillage de mesure de a'
pour les solides homogènes.

A/ Alimentation de la lampe flash.	61
------------------------------------	----

	B/ Cellule de mesure .	61
	C/ Enregistrement des températures.	63
	D/ Description des échantillons .	63
<u>Chapître III</u>	: Mise au point de l'appareillage sur des solides homogènes.	65
	A/ Théorie.	
	1) Position du problème.	65
	2) Méthode de J. FAURE.	66
	3) Autre méthode.	68
	B/ Résultats expérimentaux et conclusions.	69
<u>Chapître IV</u>	: Technique et appareillage de mesure de α sur des milieux granulaires.	71
	A/ Description du bloc échantillon.	71
	B/ Modifications de la chaîne de mesure utilisée pour les solides homogènes.	72
	C/ Conditions expérimentales, description des échantillons et des plaques-support.	72
<u>Chapître V</u>	: Théorie de la détermination de α pour les milieux granulaires.	74
	A/ Modèle mathématique et recherche de solutions particulières.	74
	1) Recherche théorique de solutions sous forme de séries.	74
	2) Une impossibilité fondamentale.	78
	3) Considérations d'ordre physique permettant de mettre en évidence deux solutions particulières.	78
	$\theta_3 (c + c', t),$	81

C/ Exploitation des résultats du dépouillement graphique.	82
1) Différents procédés de calcul.	83
2) Difficultés liées à la détermination de l'inconnue supplémentaire h' .	83
3) Hypothèses simplificatrices. Détermination de h' , λ_a , a , ρc .	84
<u>Chapitre VI</u> : Résultats expérimentaux.	88
A/ Résultats obtenus sur les échantillons n° 2, 3, 4.	88
B/ Validité de la méthode proposée.	90
C/ Précision des résultats expérimentaux.	91
D/ Résultats obtenus sur des matériaux naturels.	92
<u>Chapitre VII</u> : Conclusions.	94
Validité des résultats expérimentaux.	94
1) Conclusions relatives aux échantillons n° 2, 3, 4.	94
2) Conclusions relatives aux échantillons n° 5 à 11.	95
3) Conclusions relatives à l'ensemble des échantillons.	95
CONCLUSIONS GENERALES.	98
RESUME	101
BIBLIOGRAPHIE	107

PRINCIPALES NOTATIONS.

x	abscisse spatiale en coordonnées cartésiennes
r	abscisse spatiale en coordonnées cylindriques
L	longueur
L_s	hauteur du cylindre équivalent
L_g	épaisseur de lame gazeuse équivalente
y	longueur mesurée, sur un graphique au cours de la phase de dépouillement
e	épaisseur
D	diamètre
l	libre parcours moyen des molécules d'un gaz
$\bar{l}$	libre parcours moyen des molécules d'un gaz raréfié
d	libre parcours moyen limite des molécules d'un gaz raréfié
t	temps
θ	température
θ_i	température initiale
θ_m	température moyenne
v	vitesse des molécules
v_m	vitesse moyenne des molécules
M	masse moléculaire
ρ	masse volumique
P	masse

R	constante des gaz parfaits
U	tension
I	intensité
W	puissance calorifique
q	quantité de chaleur par unité de surface
c	chaleur massique
λ	coefficient de conductivité thermique (corps homogène)
λ_a	coefficient de conductivité thermique apparent (corps hétérogène)
λ_s	coefficient de conductivité thermique de la phase solide
λ_g	coefficient de conductivité thermique de la phase gazeuse
$\bar{\lambda}_g$	coefficient de conductivité thermique de la phase gazeuse raréfiée
λ_v	coefficient de conductivité thermique mesurée sous vide
λ_{s+g}	conduction thermique dans les phases solide et gazeuse
h	coefficient d'échange thermique superficiel
a	diffusivité thermique apparente (corps hétérogène)
a'	diffusivité thermique (corps homogène)
p	pression

Nombres sans dimensions.

δ	densité
n	porosité
η	$= L_s / D$
$\emptyset$	$= L_g / D$
μ	$= n \lambda_s / \lambda_{s+g}$
ν	$= \beta(1-n) \lambda_s / \lambda_{s+g}$
k	$= \lambda_s / \lambda_g$ ou $\lambda_s / \bar{\lambda}_g$
N_u	$= \frac{he}{\lambda}$ Nombre de NUSSELT

I N T R O D U C T I O N

Les échanges d'énergie prennent une part de plus en plus importante de l'activité industrielle moderne et apparaissent pratiquement dans toute technologie. L'étude des propriétés thermophysiques des matériaux est donc un thème d'une politique d'économie de l'énergie dont dépendra en partie la survie de l'humanité. On constate que dans presque tous les secteurs d'activité c'est d'abord la valeur absolue des échanges d'énergie qui a augmenté puis leur vitesse. C'est pourquoi, on s'est tout d'abord intéressé aux problèmes d'isolation liés à la conductivité thermique des matériaux puis aux problèmes d'inertie liés à leur diffusivité thermique. Cette évolution qui a d'abord eu lieu dans les secteurs de pointe tels que le génie pétrolier, le génie nucléaire et la recherche spatiale se produit maintenant avec un certain retard dans les autres secteurs et en particulier dans celui du génie civil qui nous intéresse spécialement. On peut dire en effet que tout volume habité échange constamment de l'énergie avec l'extérieur constitué par le sol qui lui sert de support et par un environnement parfois défavorable. Cet échange se fait à travers son enveloppe d'une part, et au moyen d'organes de transfert spécialisés appelés "équipements" d'autre part. Dans ce secteur, l'augmentation des échanges en valeur absolue fut surtout liée à des problèmes de confort, et l'augmentation de leur vitesse à des problèmes particuliers tels que la régulation, les régimes intermittents, le chauffage d'été. Cependant, l'étude des propriétés thermophysiques des matériaux de construction et des sols en est à ses premiers pas. C'est pourquoi nous avons entrepris ce travail sur des milieux granulaires qui peuvent être considérés comme de bons modèles pour tous ces matériaux.

TERMINOLOGIE

A l'échelle microscopique, on peut distinguer deux catégories de solides : ceux qui sont constitués d'un squelette solide rigide creusé par une multitude de cavités appelés "poreux", et ceux qui sont constitués d'un grand nombre de particules non solidaires appelés "divisés, dispersés,

pulvérulents, granulaires". A l'échelle macroscopique, en revanche, il n'est pas possible de faire actuellement une distinction entre ces deux catégories qui ont des propriétés identiques. C'est pourquoi la terminologie de la littérature est très confuse à ce sujet, et l'utilisation d'un des termes précédents, notamment dans l'historique ne doit pas être prise à la lettre.

A l'inverse de la résistance thermique, le coefficient de conductivité thermique d'un corps poreux ou granulaire n'a pas de sens physique. Cependant il présente le grand avantage de pouvoir être traité par le modèle équivalent de FOURIER ; C'est pourquoi on lui adjoint dans la littérature les qualificatifs : apparent, effectif, équivalent. On aurait pu aussi l'appeler "coefficient de FOURIER". Nous pensons que cette dernière dénomination peut prêter à confusion avec la terminologie mathématique. Nous pensons aussi que les trois adjectifs précédents sont équivalents dans leur imprécision intuitive. Aussi nous choisirons l'un d'eux au hasard, et nous conviendrons de parler du coefficient de conductivité thermique apparent d'un corps poreux ou granulaire. Toutes ces remarques sont identiques pour la diffusivité thermique que nous aurions pu appeler "coefficient de LORD KELVIN". Par souci d'homogénéité avec la convention précédente, nous la nommerons "diffusivité thermique apparente".

HISTORIQUE

C'est en 1822 que FOURIER proposa la théorie analytique de la chaleur (1) introduisant alors le coefficient de conductibilité thermique pour des corps ayant de bonnes propriétés d'homogénéité et d'isotropie, et c'est en 1829 que PEIERLS ébaucha la théorie microscopique de la conductivité thermique de réseau. La première de ces deux théories est encore à l'heure actuelle la plus féconde, la deuxième présentant l'inconvénient de ne pas recouper parfaitement l'expérience. Les études sur la conductivité thermique furent alors menées sans esprit d'ensemble pour les solides, les liquides et les gaz. Pour les gaz, on utilisa la théorie cinétique pour la calculer à partir de la viscosité. Pour les liquides, elle fut calculée à partir de la chaleur massique et de la vitesse de propagation du son. Pour les métaux, la conductivité thermique fut rattachée à la conductivité électrique.

L'étude de la conductivité thermique des milieux granulaires présente encore moins d'esprit d'ensemble. Des études furent menées pour analyser l'influence de différents facteurs : part du rayonnement thermique (2) (3), de la convection (4) à (6), influence de la température (7) (8) (9), de la pression du gaz intergranulaire (10) à (14), de la porosité (15) (16), du chargement mécanique (17), du contact entre les grains (18), de leur diamètre (8), de leur agglomération sous pression et à chaud (19). Plusieurs modèles furent mis au point visualisant microscopiquement les phénomènes (20) à (22) et plusieurs lois furent proposées donnant la conductivité thermique apparente en fonction d'un certain nombre de ces paramètres (8) (14) (23) à (26). Mais une théorie d'ensemble n'existe pas et comme le signalait CALVET (27) : "C'est l'étude des points de détail qui apportera peu à peu les contributions à une vue d'ensemble sur ce problème qui jusqu'à présent manque d'unité". De plus, il est difficile de faire des comparaisons sur les milieux granulaires car comme le signale WECHSLER (28) : "La reproductibilité des essais en particulier sur des billes de verre est sujette à caution. En effet, l'influence des dimensions des particules, du chargement mécanique, de la préparation de l'échantillon et des gaz adsorbés physiquement ou chimiquement sur la conductivité thermique effective n'est pas bien connue".

C'est dans le domaine du génie pétrolier que très tôt on aborde la transmission de chaleur en milieu granulaire. SCHUMANN (29) fut certainement le premier à proposer un modèle microscopique constitué de billes sans écoulement de fluide. Les calculs théoriques de GREEN (30) repris par BAKER (31) et THOMAS (32) permettent de déterminer le champ de température d'un milieu poreux dans lequel on injecte un fluide chaud avec ou sans combustion. LYKOV (33) étudie théoriquement le transfert de chaleur avec changement de phase dans des gisements soumis à de fortes pressions et températures. C'est ensuite dans les domaines du génie chimique et du génie nucléaire qu'on s'intéresse à cette question. DAMKÖHLER (34) et POLACK (35) mirent en évidence la contribution du rayonnement thermique dans des couches empilées sans écoulement de fluide. WILHELM (23) étudie par analogie électrique la conductivité thermique d'empilements de particules sphériques pour résoudre les problèmes thermiques des réacteurs catalytiques. La transmission de la chaleur dans les lits granulaires fluidisés dont DONNADIEU (36) a fait une remarquable étude

trouve une application séduisante dans les réacteurs nucléaires à lits fluidisés (37) à (39). Notons que la diffusivité thermique active des grains est très mal connue. KLARSFELD (40) cite les corps poreux comme matériau calorifuge des réacteurs nucléaires à cuve en béton précontraint.

Ce n'est qu'à très récemment que l'intérêt de la question est apparu dans le domaine du génie civil, et pourtant les problèmes y sont de taille. Parce qu'ils sont tous poreux, les matériaux de construction se classent dans la catégorie des corps médiocrement conducteurs de la chaleur avec les réfractaires, les sols, les résines synthétiques et un grand nombre de solides naturels ou artificiels de la chimie minérale. La mesure de leur coefficient de conductivité thermique apparent est difficile : longueur des expériences, régulation délicate, pertes de chaleur difficiles à éliminer. Les premiers travaux effectués sur des solides poreux remontent à MAXWELL en 1873 et à EUCKEN en 1912. DE VRIES (41) fait les premiers essais sur des sables humides. RIBAUD (42) insiste sur l'influence du rayonnement thermique entre les agrégats solides. BARBU (43) puis MISSENARD (44) étudient la conductivité thermique des bétons en fonction de la teneur en ciment, de la nature et de la forme des agrégats, du dosage en eau. Actuellement, les travaux portent surtout sur l'influence de l'humidité (45) à (47). Dans le domaine du génie civil, les propriétés thermophysiques des sols qui sont des matériaux granulaires par excellence présentent un grand intérêt : perte de chaleur par le sol des locaux d'habitation (48), isolation thermique des conduites enterrées (49), stabilisation des sols par gélification (50). Les difficultés y sont accrues du fait de la présence des éléments très fins dont l'activité de surface varie beaucoup avec le caractère minéralogique (51). Cependant très peu d'études ont été faites sur les propriétés thermophysiques des sols et les quelques données très éparses de la littérature (49) (52) (53) ne permettent pas de faire le point sur la question.

Les méthodes de mesures dynamiques pratiquement toutes dérivées de la méthode d'ANGSTRÖM (méthode des amplitudes, des phases, de la perturbation sinusoïdale, du signal thermique imposé ou non imposé, méthode impulsionnelle) permettent d'obtenir la diffusivité thermique des matériaux (54) à (60). Les méthodes de mesure statiques qui se divisent en deux groupes (méthodes absolues dans lesquelles on mesure une différence de température et un flux de chaleur (7) (61) à (63) et les méthodes

relatives dans lesquelles on mesure deux différences de température ou deux flux de chaleur et une résistance thermique (62) à (66) permettent de mesurer leur conductivité thermique. Historiquement, la mesure de la diffusivité thermique était surtout considérée comme un moyen de détermination indirect de la conductivité thermique. Cette façon de faire présente le gros désavantage d'introduire trois inconnues supplémentaires qui sont un coefficient d'échange thermique superficiel, une masse volumique et une chaleur massique. Actuellement, on s'intéresse beaucoup aux phénomènes variables, et comme de plus, les chaleurs volumiques varient assez peu, on peut dire que la diffusivité thermique est la propriété thermophysique qui caractérise le mieux un matériau. Les méthodes statiques ont été très utilisées pour mesurer la conductivité thermique apparente des matériaux poreux, fibreux et granulaires. On a surtout cherché à réaliser des champs de températures simples : méthode de la plaque chaude ou de POENGSEN (67) à (70), de la sphère ou de NUSSELT (71) (72), du cylindre ou de VAN RINSUM (72) à (79). Les mesures de diffusivité thermique ont surtout été faites pour des matériaux solides poreux du génie nucléaire (80) à (83). En revanche, on trouve très peu de travaux sur la diffusivité thermique des matériaux divisés. Citons une étude de HERMINGE (84) sur des fibres de verre et une étude de AGRAWAL (79) pour des matériaux granulaires.

Les propriétés physiques (granulométrie, densité, aire spécifique) (85), minéralogiques, mécaniques (86) (87) et thermophysiques sont dépendantes. On sait, par exemple que les propriétés des matières divisées sont avant tout fonction de leur surface développée (85) (88). Cependant, très peu d'études corrélatives ont été faites. Citons un essai de corrélation entre la granulométrie, la porosité et le choc thermique sur des produits céramiques (89).

Citons pour terminer d'autres secteurs d'activité dans lesquels la connaissance des propriétés thermophysiques des matériaux poreux ou granulaires est importante : la réalisation de contacts thermiques et de milieu de conductivité thermique contrôlée (72), l'étude des matériaux réfractaires (26), l'isolation thermique aux très basses températures (90), le bilan thermique des distillateurs solaires (91), le stockage de la chaleur dans les accumulateurs d'énergie solaire constitués de couches empilées (92) ou de couches adsorbantes (93), l'étude des poudres et

explosifs (94), les échanges thermiques sous contrainte mécanique (joints pour l'aviation, isolation d'éléments aérospatiaux)(95), l'utilisation pacifique d'explosions nucléaires souterraines (96), l'utilisation de l'énergie géothermique (97), l'évaporation profonde de l'eau en milieu désertique (98), la production de pétrole en sous-sol poreux gelé (99).

Actuellement, les recherches semblent prendre deux directions : d'une part, étude des mouvements thermoconvectifs en milieu poreux (40) (100) à (105), d'autre part, détermination simultanée de plusieurs propriétés thermophysiques d'un même matériau (79) (106).

BUT DE L'ETUDE

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié la conductivité thermique apparente de milieux constitués par des grains de différentes natures et granulométries en fonction de la pression du fluide intergranulaire. A partir de mesures expérimentales traitées à l'aide du modèle microscopique de KUNI et SMITH, nous avons calculé numériquement le libre parcours moyen limite des molécules du fluide intergranulaire. Nous avons constaté de grandes variations inexplicables par la classique théorie cinétique des gaz. Nous avons montré comment cette caractéristique permettait de prévoir le comportement général du milieu considéré.

Nous avons, dans la deuxième partie, mis au point une méthode de mesure simultanée du coefficient de conductivité thermique apparent et de la diffusivité thermique apparente d'un milieu granulaire. Nous avons construit une cellule de mesure et fait l'étude mathématique complète du problème. Cette méthode testée sur les échantillons déjà étudiés dans la première partie, donne de bons résultats. Nous l'avons ensuite appliquée à des matériaux naturels tels que sables, limons, argiles pour lesquels nous donnons les valeurs numériques correspondantes.

P R E M I E R E P A R T I E

ETUDE DU COEFFICIENT DE CONDUCTIVITE
THERMIQUE APPARENT DE MILIEUX GRANULAIRES
BAIGNANT DANS UN GAZ AU REPOS.

CHAPITRE I

GENERALITES

Un milieu granulaire est un assemblage de corps solides, jointifs, non agglomérés, de dimensions et de formes variées, baignant dans un fluide intergranulaire. Entrent dans cette définition, les matériaux pulvérulents fabriqués par l'homme et ceux existant à l'état naturel dans les sols. Un milieu granulaire représente, en outre, un modèle intéressant pour l'étude des matériaux poreux à cellules ouvertes utilisés dans l'industrie du bâtiment.

Un tel milieu essentiellement hétérogène est défini par de nombreux paramètres. Les trois modes de transfert de la chaleur : conduction, convection, rayonnement, interviennent simultanément. Il est possible de le remplacer par un milieu fictif solide, homogène, qui a la même aptitude à transmettre la chaleur. Ce milieu homogène a un coefficient de conductivité thermique qui est égal, par définition, au coefficient de conductivité thermique apparent du milieu hétérogène. Cette définition qui confond les trois modes de transfert de la chaleur en ne s'intéressant qu'à l'effet global est justifiée pour deux raisons : la première est que le coefficient de conductivité thermique apparent est mesurable ; la seconde est que ce coefficient intervient dans beaucoup de calculs techniques.

Trois méthodes d'investigations théoriques permettent d'étudier le coefficient de conductivité thermique apparent d'un milieu granulaire.

1) L'analyse dimensionnelle relie systématiquement entre elles les différentes grandeurs physiques dans des formules entre groupes

sans dimensions. Des mesures expérimentales indispensables fixent définitivement la forme de ces relations. Cette méthode relativement puissante a contre elle le défaut majeur de ne pas permettre la traduction physique des mécanismes de transfert de la chaleur.

2) Les modèles permettent de remplacer le milieu hétérogène compliqué par un assemblage de constituants aux formes géométriques simples. Cette méthode assez satisfaisante contient cependant une certaine part d'arbitraire car plusieurs modèles peuvent être compatibles.

3) Les systèmes d'équations aux dérivées partielles que l'on obtient en traduisant les bilans de masse et d'énergie au niveau d'éléments infinitésimaux du milieu granulaire traduisent bien les phénomènes physiques. Ils font souvent intervenir des grandeurs non mesurables expérimentalement. Dans la plupart des cas, ces systèmes doivent être résolus sur ordinateur.

Les méthodes de mesure du coefficient de conductivité thermique apparent se divisent en deux groupes :

Dans le premier groupe, on trouve les méthodes du régime permanent des températures qui demandent des temps expérimentaux variant de plusieurs heures à plusieurs jours selon l'importance de l'échantillon étudié.

Dans le deuxième groupe, les méthodes du régime variable sont nombreuses et particulières à chaque cas expérimental. Elles demandent des temps expérimentaux courts. Dans les deux groupes, les expériences sont réalisées avec des écoulements aux formes géométriques particulièrement simples : écoulements plan, cylindrique et sphérique.

C H A P I T R E I I

TECHNIQUE DE MESURE.

« Nous voulons mesurer les coefficients de conductivité thermique apparent de milieux constitués par des grains de différentes natures et granulométries, baignant dans différents gaz et vapeurs, et ceci en fonction de la pression du fluide intergranulaire.

A/ Cellule de mesure.

La méthode expérimentale utilisée est celle du cylindre en régime permanent dont le schéma 1 rappelle le principe.

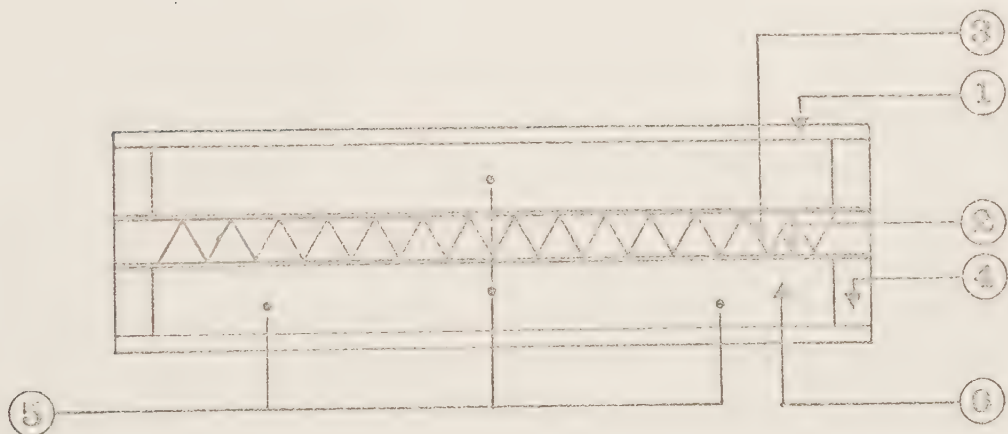


Schéma 1: Principe de la cellule de mesure.

La cellule de mesure est essentiellement constituée par deux cylindres concentriques (1) et (2) entre lesquels se trouve le milieu granulaire (6). Dans l'axe du cylindre intérieur, un élément chauffant (3) crée un flux de chaleur constant dans le temps. Un système isolant (4) diminue les pertes de chaleur aux extrémités de la cellule. Des

capteurs (5) mesurent les températures en régime établi en différents points du milieu granulaire. Les schémas 3 et 4 représentent les détails de l'élément chauffant et de la position des capteurs de température.

La cellule de mesure est disposée dans une enceinte à vide dans laquelle on peut faire varier la pression du fluide intergranulaire.

Le schéma 2 représente le détail de l'assemblage de ces deux éléments. Le milieu granulaire est introduit dans la cellule (2) par l'orifice de remplissage (11). Cette cellule peut être vibrée pour obtenir le tassement voulu. Les capteurs de température sont des thermocouples en fer-constantan. Leurs têtes sont maintenues à proximité des parois de la cellule de mesure à l'aide de petites agrafes, mais suffisamment loin pour qu'elles soient complètement noyées dans le milieu granulaire. Les fils de ces thermocouples sont confondus avec des génératrices parallèles à l'axe de la cellule afin d'éviter les ponts thermiques et les perturbations géométriques du réseau de surfaces isothermes au voisinage des points de mesure. Les dimensions de la cellule de mesure étant relativement petites et les passages pour les fils dans l'enceinte à vide difficiles à réaliser, nous nous sommes limités à quatre thermocouples. Un seul thermocouple mesure la température à la distance $r_1 = 5 \text{ mm}$ de l'axe de la cellule ; par contre, à la distance $r_2 = 21,5 \text{ mm}$ de l'axe, trois thermocouples permettent de s'assurer de la validité du modèle cylindrique. Nous avons constaté que ces trois thermocouples donnaient des résultats identiques à 2 % près, en moyenne. Lorsque nous faisons tourner la cellule de mesure autour de son axe une fois que le régime permanent des températures est établi, il n'y a pas de variations dans les résultats. Le rapport entre la longueur de la cellule et son diamètre a été choisi supérieur à 4, de façon à ne pas perturber le champ central de température (107). Il n'a pas été jugé utile, par ailleurs, de prévoir des systèmes de compensation électrique qui auraient considérablement augmenté la complexité du montage sans pour autant améliorer très sensiblement la précision des mesures.

B/ Installation à vide.

L'enceinte à vide (1) contenant la cellule de mesure (2)

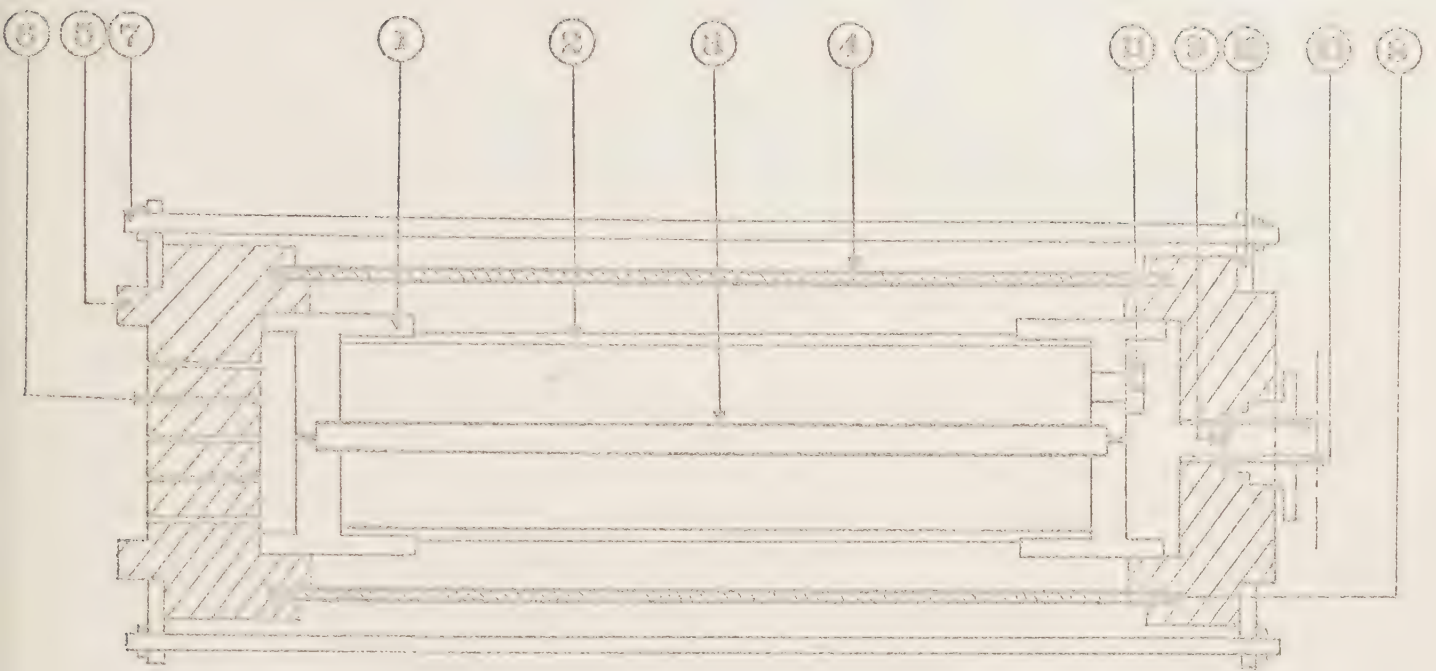


Schéma 2 : Détail de la cellule de mesure et de l'enceinte à vide. Echelle 1/2 .

(1)	Bouchon d'isolation thermique	2	Afcodur
(2)	Cellule de mesure	1	Duralumin
(3)	Elément chauffant	1	Voir le détail sur le schéma 3
(4)	Enceinte étanche	1	Acier
(5)	Extrémité de l'enceinte	2	Plexiglas
(6)	Passages étanches	10	Pour les thermocouples et les fils de l'alimentation électrique
(7)	Tiges filetées	6	Laiton
(8)	Joint torique	2	Caoutchouc
(9)	Joint torique	1	Caoutchouc
(10)	Raccord à l'installation à vide	1	Acier
(11)	Bouchon de remplissage	1	Afcodur
(12)	Plaque de serrage	2	Duralumin

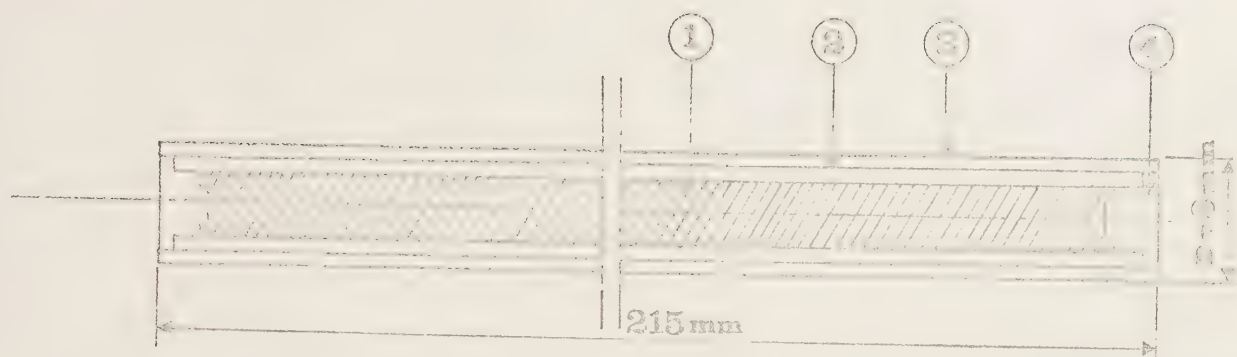


Schéma 3: Détail de l'élément chauffant . Echelle 2

- ① Résistance électrique chauffante spiralee
- ② Tube d'isolation électrique
- ③ Tube répartiteur de température en cuivre
- ④ Borne de jonction électrique en cuivre

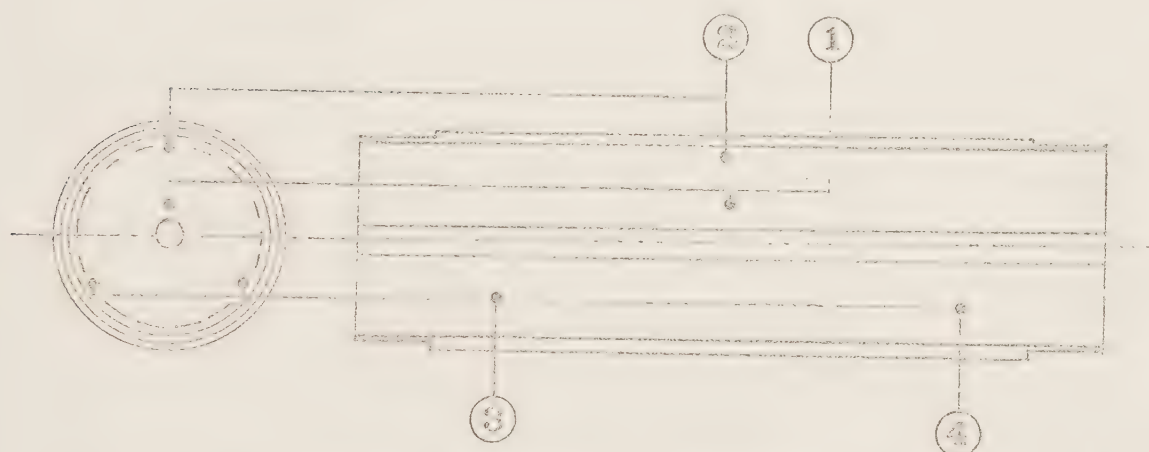


Schéma 4: Position des têtes de thermocouples . Echelle $\frac{1}{2}$

- ① Distance à l'axe $r_1 = 5\text{mm}$
- ② ③ ④ Distance à l'axe $r_2 = 21,5\text{mm}$

est raccordée à une installation à vide (schéma 5) comprenant une pompe à palettes (4) et une pompe à diffusion de mercure (3). Le robinet (6) isole la cellule de mesure du système de pompage. La fuite réglable (7) sert à introduire, après mise sous vide et dégazage de l'installation, de l'air ou un gaz quelconque dans le milieu granulaire. Le réservoir (9) peut contenir un liquide qui, maintenu à une température fixe à l'aide d'un mélange contenu dans le vase (10), permet d'obtenir des pressions de vapeurs fixes dans le milieu granulaire. Nous mesurons ces pressions comprises entre 13 et $53 \cdot 10^3$ Pa, à l'aide du manomètre différentiel (11) qui peut contenir soit de l'huile, soit du mercure. Le piège à azote liquide (12) favorise la condensation de toutes les vapeurs existant dans l'installation. Le piège à anhydride phosphorique (13) situé en aval du robinet (14) arrête la vapeur d'eau susceptible de nuire au bon fonctionnement de la pompe à palettes. Le ballon de détente (15) est suffisamment grand pour mettre hors circuit la pompe à palettes à l'aide du robinet (14), lorsque le débit de la pompe à diffusion de mercure est faible. Cette condition est réalisée après dégazage de toute l'enceinte effectué uniquement avec la pompe à palettes. Les thermocouples sont reliés à une boîte de soudure froide (16). Les températures sont mesurées avec un millivoltmètre potentiométrique portatif M E C I type E S P M ou avec un enregistreur ELECTRONIK MULTICOURBE type 153 HONEYWELL (18). Une alimentation stabilisée 30 V, 1 A, type P. FONTAINE (17) fournit la puissance électrique nécessaire à l'élément chauffant. La jauge de MAC LEOD (5) mesure la pression à l'intérieur de l'installation entre $13 \cdot 10^{-2}$ et 400 Pa.

C/ Description des échantillons.

Echantillon n° 1 :

Billes de verre bien sphériques ayant un diamètre

$$D = 2 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$$

Echantillon n° 2 :

Billes de verre ayant un diamètre D compris entre 0 et

200 μ m.

Une étude granulométrique a donné les résultats suivants :

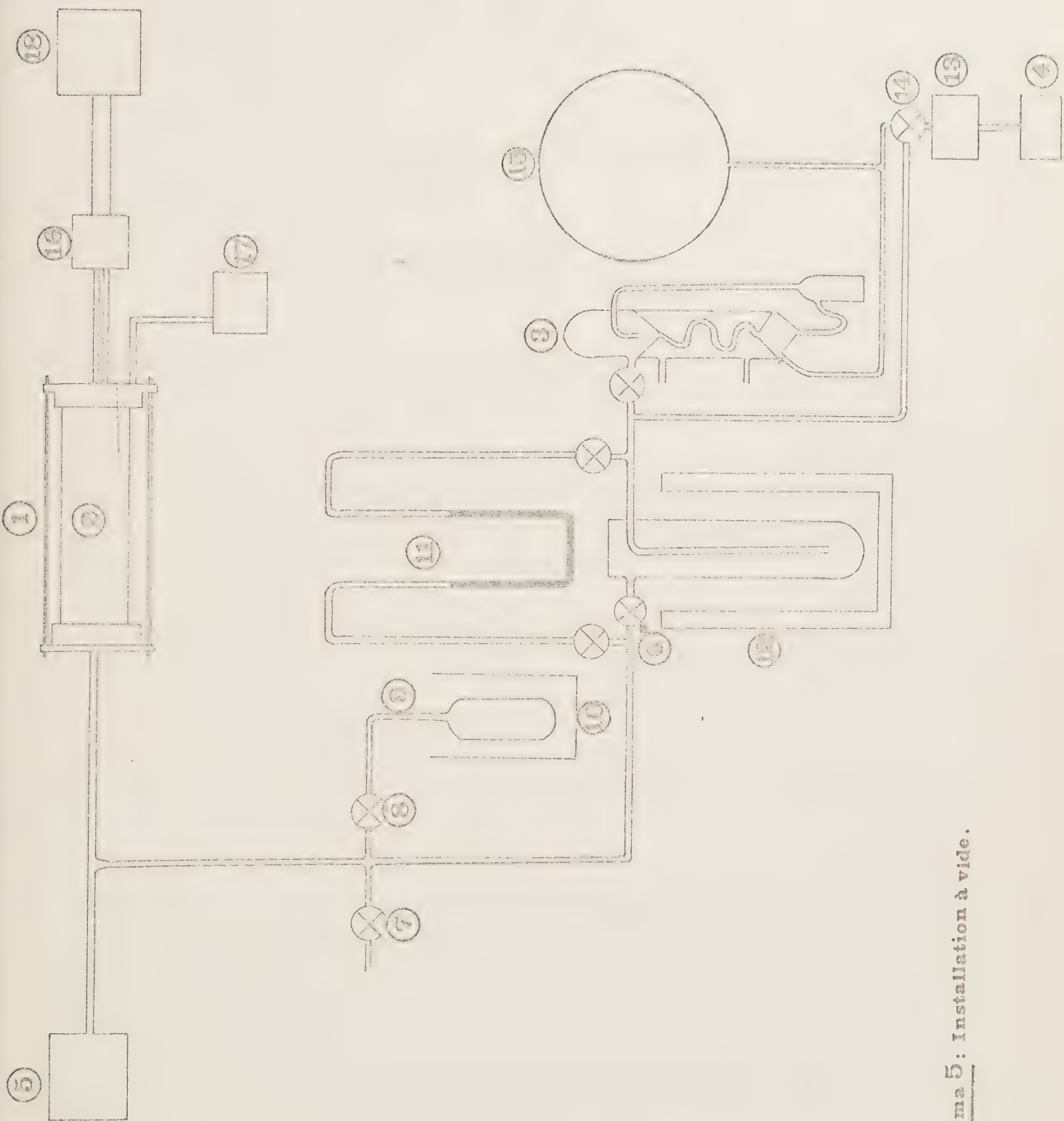


Schéma 5: Installation à vide.

classe 1	$100 \mu\text{m} < D < 200 \mu\text{m}$	60 % en poids
classe 2	$50 \mu\text{m} < D < 100 \mu\text{m}$	37 % en poids
classe 3	$0 < D < 50 \mu\text{m}$	3 % en poids

Soient m_i , D_i , P_i le nombre, le diamètre moyen, la masse des billes de la classe i :

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{P_2}{P_1} \cdot \left[\frac{D_1}{D_2} \right]^3 = 4,9 \quad D_1 = 150 \mu\text{m}$$

$$D_2 = 75 \mu\text{m}$$

$$\frac{m_3}{m_1} = \frac{P_3}{P_1} \cdot \left[\frac{D_1}{D_3} \right]^3 = 10,3 \quad D_3 = 25 \mu\text{m}$$

Pour une bille de $150 \mu\text{m}$ il y a en moyenne 4,9 billes de $75 \mu\text{m}$ et 10,3 billes de $25 \mu\text{m}$. L'influence du nombre des billes de petit diamètre est donc prépondérante pour le calcul du diamètre moyen des billes de cet échantillon qui est :

$$D = \frac{D_1 + (m_2/m_1) D_2 + (m_3/m_1) D_3}{1 + m_2/m_1 + m_3/m_1} = 48 \mu\text{m}$$

Echantillon n° 3 :

Poudre d'alumine DESMARQUET D P A 3, $D = 5 \mu\text{m}$ mesuré au microscope.

Echantillon n° 4 :

Poudre d'alumine CRISTALBA n° 2500 de la S.E.C.E.M.A.U. La Bathie (Savoie), $D = 2 \mu\text{m}$ mesuré au microscope.

D/ Mode opératoire, description des manipulations.

Nous avons effectué trois séries de mesure pour étudier la variation du coefficient de conductivité thermique apparent, d'une part

en fonction de la nature et de la granulométrie de la phase solide du milieu granulaire, et d'autre part en fonction de la nature et de la pression de sa phase fluide. Dans ces mesures, la puissance électrique mise en jeu dans la cellule de mesure est fixée à une valeur constante voisine de 2 W, ce qui correspond à une température moyenne du milieu granulaire voisine de 50°C.

Première série : échantillon n° 1

Fluides intergranulaires : hydrogène
air
vapeur d'eau
tétrachlorure de carbone

Deuxième série : échantillon n°s 1, 2, 3, 4

Gaz intergranulaire : air

Troisième série : échantillons n°s 2, 3, 4

Gaz intergranulaire : hydrogène

L'introduction des différents gaz et vapeurs dans l'installation à vide et l'obtention des différentes pressions ont posé des problèmes particuliers (voir schéma 5).

Air : la quantité voulue est introduite par le robinet (7) .
C'est le cas le plus simple.

Hydrogène : l'hydrogène comprimé dans une bouteille est détendu à travers un tube capillaire en verre. L'entrée se fait également par le robinet (7) . Pour des raisons de sécurité, nous nous sommes limités à des pressions maximales de l'ordre de 50.10^3 Pa.

Vapeur d'eau : de l'eau distillée est placée dans le réservoir (9) . Elle est dégazée par plusieurs mises sous vide successives. On fait ensuite pénétrer, dans l'installation, la quantité voulue à l'aide du robinet (8) . Pour les faibles pressions nous avons utilisé des mélanges eau-acide sulfurique à 0°C donnant des tensions de vapeur d'eau constantes.

Exemple :

Avec 55 % en poids d'acide sulfurique, la pression de vapeur saturante de la vapeur d'eau est de 144 Pa à 0°C.

Avec 70 % en poids d'acide sulfurique, elle est de 20,4 Pa à 0°C.

Tétrachlorure de carbone : le mode opératoire est le même que précédemment. Cependant, ce produit étant très volatil, on a thermostaté le réservoir (9) à des températures assez basses en utilisant des mélanges carboglace-acétone et glace-chlorure de sodium.

Avec un mélange glace - Cl Na à - 7,7°C, la pression de vapeur saturante du tétrachlorure de carbone est de 2660 Pa.

Avec un mélange carboglace - acétone à - 86°C, elle est de 13,3 Pa.

CHAPITRE III

THEORIE DES MESURES ET DE LEUR EXPLOITATION.

A/ Mesure du coefficient de conductivité thermique apparent.

1) Régime permanent des températures.

La figure 6 montre l'évolution des températures $\theta_1(r_1, t)$ et $\theta_2(r_2, t)$ mesurée par les thermocouples situés aux distances r_1 et r_2 de l'axe de la cellule de mesure, en fonction du temps t à partir de la valeur initiale commune θ_i . Lorsque le régime permanent des températures est atteint dans le milieu granulaire, son coefficient de conductivité thermique apparent λ_a est donné par la formule :

$$\lambda_a = \frac{W}{2\pi L} \cdot \frac{1}{\theta_1 - \theta_2} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad \text{I}$$

W : puissance calorifique constante dégagée par l'élément chauffant.

L : longueur de la cellule de mesure.

θ_1 et θ_2 : valeurs limites de $\theta_1(r_1, t)$ et $\theta_2(r_2, t)$

r_1, r_2, L ($r_1 = 5,0 \text{ mm}, r_2 = 21,5 \text{ mm}, L = 200 \text{ mm}$) sont des constantes définissant la géométrie de la cellule de mesure. Seuls W et $\theta_1 - \theta_2$ peuvent varier pour chaque mesure. Si U et I sont la tension aux bornes de l'élément chauffant et l'intensité électrique le traversant, la formule I utilisée pour le calcul de λ_a s'écrit :

$$\lambda_a = 1,16 \frac{U I}{\theta_1 - \theta_2} \quad \text{II}$$

U en V
 I en A

θ_1 et θ_2 en °C
 λ_a en W/m. °C

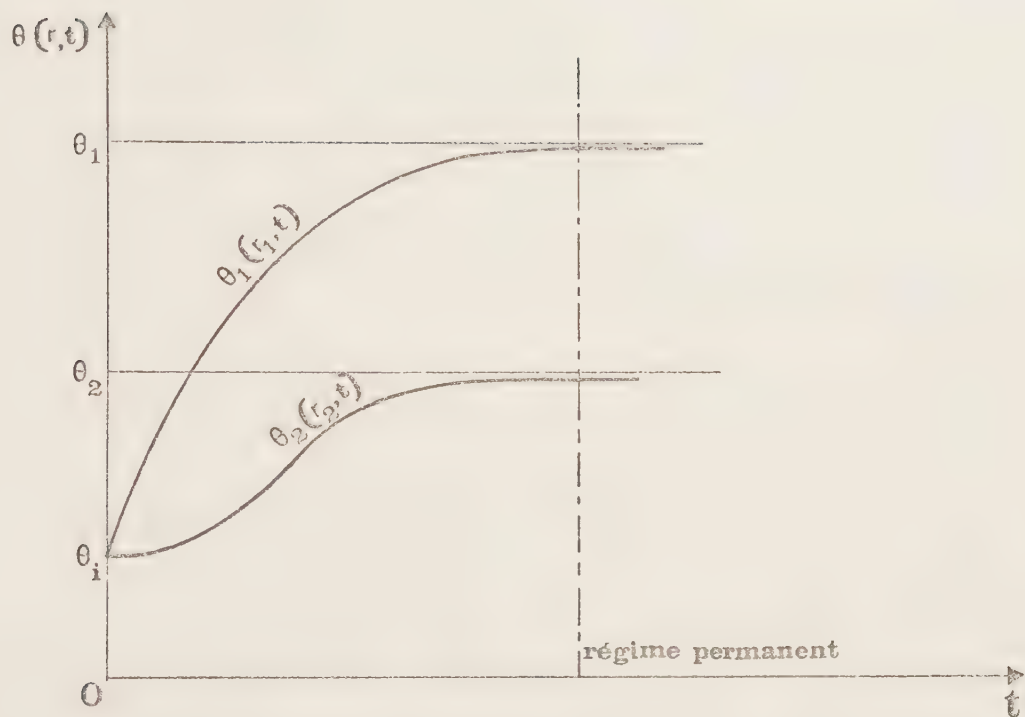


Figure 6. Mesure de λ_a par la méthode du cylindre en régime permanent.

2) Régime variable des températures.

Les conditions expérimentales et les hypothèses sont les mêmes qu'au paragraphe précédent :

- la puissance calorifique W est constante dans le temps.
- le transfert de chaleur dans le milieu granulaire suit la loi de FOURIER.
- la température initiale θ_i est constante dans tout le milieu granulaire.

Elle se traduisent par le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} W = - \lambda_a \cdot 2 \pi r L \left(\frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} \\ \theta(r, 0) = \theta_i \quad \forall r \end{array} \right.$$

dans lequel a est la diffusivité thermique apparente du milieu granulaire.
Une solution de ce système est :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta(r, t) = \theta_i - \frac{W}{2 \pi L \lambda_a} \cdot E_i(-z) \\ z = \frac{r^2}{4 at} \end{array} \right. \quad (108) \quad (109)$$

$E_i(-z)$ est la fonction exponentielle intégrale qui se développe sous la forme :

$$E_i(-z) = \gamma + \ln z - z + \frac{z^2}{4} + \dots + (-1)^n \frac{z^n}{n \cdot n!}$$

$\gamma \approx 0,577$ est la constante d'EULER (110).

Lorsque z est petit (r petit ou t grand), on pourra se contenter des deux premiers termes du développement et on prendra donc comme solution :

$$\theta(r, t) = \theta_i - \frac{W}{4 \pi L \lambda_a} \left[\gamma + \ln \frac{r^2}{4 at} \right] \quad \text{III}$$

La figure 7 représente le mode de dépouillement utilisé pour obtenir λ_a .

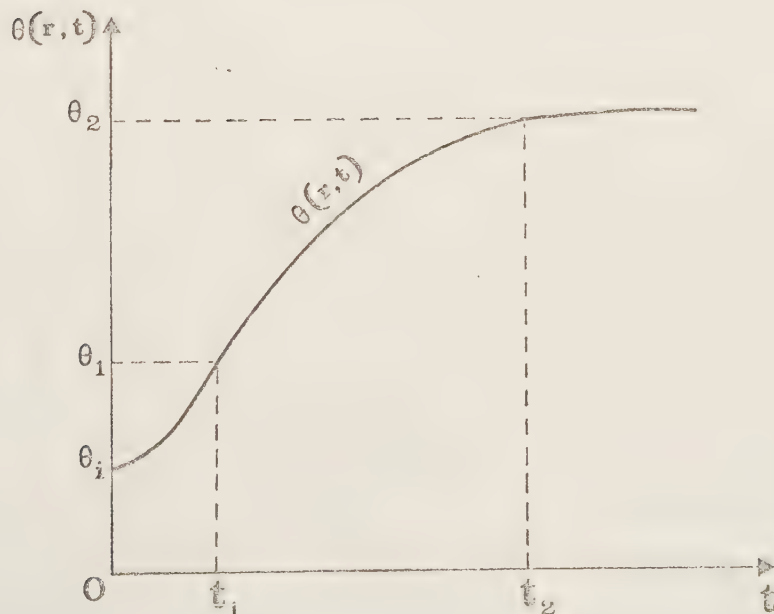


Figure 7: Mesure de λ_a par la méthode du cylindre en régime variable.

Si en un point d'abscisse cylindrique r on mesure :

$$\begin{cases} \theta_1 = \theta(r, t_1) \\ \theta_2 = \theta(r, t_2) \end{cases}$$

III permet alors de calculer λ_a sous la forme :

$$\lambda_a = \frac{W}{4 \pi L} \frac{\ln t_2 - \ln t_1}{\theta_2 - \theta_1} \quad \text{IV}$$

B/ Exploitation des résultats expérimentaux.

Il s'agit maintenant de voir comment λ_a qui représente un effet global, peut être relié aux différentes grandeurs physiques qui caractérisent les échantillons de milieux granulaires étudiés.

1) Le modèle de KUNI et SMITH. (18).

KUNI et SMITH ont proposé un modèle représentant un milieu granulaire. C'est ce modèle que nous avons adopté pour exploiter nos résultats expérimentaux et nous en rappelons le principe :

a - L'empilement de base est cubique, réalisé avec des sphères d'égal diamètre. La chaleur se transmet parallèlement à l'une des trois arêtes de maille. La figure 8 représente l'empilement réel et le modèle correspondant.

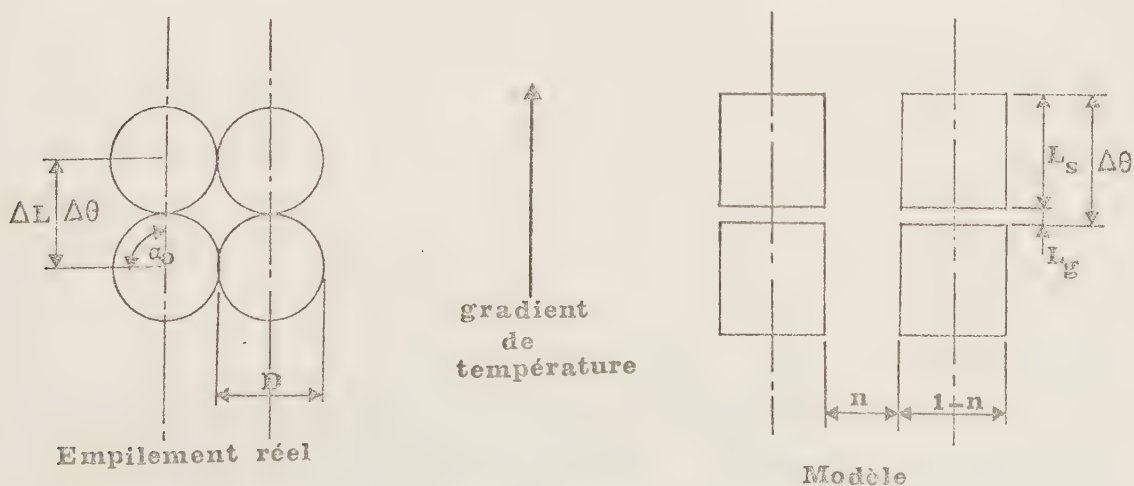


Figure 8: Modèle de KUNI et SMITH.

Empilement réel de sphères :

- D : diamètre d'une sphère.
 ΔL : distance entre le centre de 2 sphères en contact, prise parallèlement au gradient de température.
 $\Delta \theta$: écart de température entre plans diamétraux de deux sphères en contact et perpendiculaires au gradient de température.
 α_o : demi-angle au sommet du cône affectant un contact où il y a transmission de chaleur.

Modèle :

Chaque sphère est remplacée par un cylindre circulaire équivalent de diamètre D et de hauteur L_s ayant même volume qu'elle. Deux cylindres coaxiaux sont séparés par une lame gazeuse d'épaisseur L_g représentant la zone de fluide intergranulaire à proximité du contact entre deux sphères. L_g est très petit devant L_s et D. n est la porosité du milieu granulaire ; les transferts thermiques dans les phases solide et fluide en série interviennent pour une fraction proportionnelle à 1-n et les transferts thermiques dans la phase fluide seule interviennent pour une fraction proportionnelle à n. Dans l'empilement de sphères et dans le modèle, les surfaces isothermes sont des plans normaux au gradient de température.

Le coefficient de conductivité thermique apparent du modèle λ_{s+g} est donné par :

$$\lambda_{s+g}/\lambda_g = n + \frac{\beta (1 - n)}{\phi + \eta \lambda_g/\lambda_s} \quad V$$

λ_g : coefficient de conductivité thermique de la phase gazeuse

λ_s : coefficient de conductivité thermique de la phase solide

$$\beta = \Delta L/D \quad \eta = L_s/D \quad \phi = L_g/D$$

L'indice s+g indique que λ_{s+g} ne tient compte que des contributions de la conduction thermique dans les deux phases solide et gazeuse, et exclut notamment la contribution du rayonnement thermique.

η est égal à 2/3 d'après la définition du cylindre équivalent

$$\beta = 1$$

Calcul de $\varnothing$ (voir figure 9)

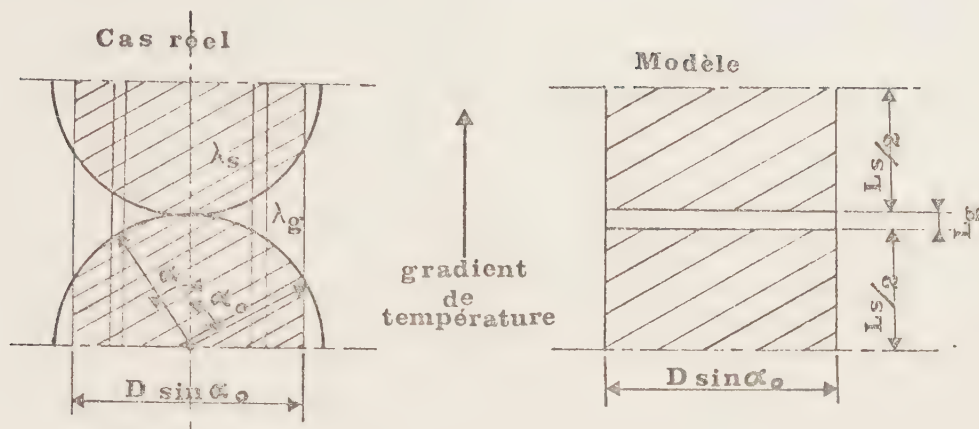


Figure 9: Transfert de chaleur entre deux sphères en contact.

Si dw est la puissance calorifique passant en régime permanent des températures dans la couronne cylindrique limitée par les angles α et $\alpha + d\alpha$, L_g est défini par :

$$\int_{\alpha=0}^{\alpha_0} dw = \frac{\pi (D/2 \sin \alpha_0)^2}{L_s/\lambda_s + L_g/\lambda_g}$$

et $\varnothing$ s'exprime sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varnothing = \frac{1}{2} \frac{[(k-1)/k]^2 \sin^2 \alpha_0}{L_n [k - (k-1) \cos \alpha_0] - (k-1)(1 - \cos \alpha_0)/k} - 2/3 k \\ k = \lambda_s / \lambda_g \\ \alpha_0 = \frac{\pi}{2} \end{array} \right. \quad \text{VI}$$

b - Les autres empilements sont alors étudiés à partir de l'empilement de base précédent en utilisant les formules V et VI avec de nouvelles valeurs pour η , β , $\varnothing$, α_0 . KUNI et SMITH ont calculé ces nouvelles valeurs pour différents empilements. Les résultats théoriques obtenus sont rassemblés dans le tableau 1.

1 : empilement cubique, gradient de température parallèle à l'une des trois arêtes de maille.

- 2: empilement cubique, direction quelconque du gradient de température.
- 3: empilement hexagonal compact, direction quelconque du gradient de température.
- 4: empilement quelconque, direction quelconque du gradient de température.

	n	η	β	α_0	$\emptyset$
1	$n_1 = 1 - \frac{\pi}{6}$	2/3	1	$\pi/2$	$\emptyset_1$
2	$n_1 = 1 - \frac{\pi}{6}$	2/3	1	$\sin^2 \alpha_0 = \frac{1}{1,42}$	$\emptyset_1'$
3	$n_2 = 1 - \frac{\pi\sqrt{2}}{6}$	2/3	0,895	$\sin^2 \alpha_0 = \frac{1}{4\sqrt{3}}$	$\emptyset_2$
	$n < n_2$	2/3	0,895		$\emptyset = \emptyset_2$
4	$n > n_1$	2/3	1		$\emptyset = \emptyset_1$
	$n_2 < n < n_1$	2/3	0,95		$\emptyset = \emptyset_2 - (\emptyset_1 - \emptyset_2) \frac{n - n_2}{n_1 - n_2}$

Tableau 1 : expressions théoriques de n , η , β , α_0 , $\emptyset$.

2) Distribution statistique des libres parcours des molécules d'un gaz.

Soit un gaz parfait, dans un état de pression et de température déterminé, à l'équilibre.

Soit X , la variable aléatoire prenant les valeurs x représentant les longueurs du parcours effectué par une molécule entre deux chocs consécutifs avec les autres molécules du gaz. Le libre parcours moyen des molécules du gaz est 1. La densité de probabilité de X est alors :

$$s(x) = \frac{1}{1} e^{-\frac{x}{1}}$$

La probabilité pour qu'une molécule parcourt au moins la distance x sans choc avec une autre molécule est donc :

$$P[X > x] = \int_x^{\infty} s(x) dx = e^{-\frac{x}{1}}$$

3) Conductivité thermique d'un gaz raréfié.

Le coefficient de conductivité thermique λ_g d'un gaz parfait est donné par la formule :

$$\lambda_g = f \cdot \rho \cdot v_m \cdot l \cdot \frac{R}{2M} \quad \text{VIII}$$

ρ masse volumique du gaz

v_m vitesse moyenne des molécules

l libre parcours moyen des molécules

R constante des gaz parfaits

M masse molaire

f facteur correctif : 2,50 pour un gaz monoatomique

1,90 pour un gaz diatomique

1,75 pour un gaz triatomique

Pour un gaz déterminé (M et f fixés) , à une température déterminée (v_m fixée), λ_g est indépendant de la pression car le produit $\rho \cdot l$ est constant.

Lorsque ce gaz se trouve dans un milieu granulaire fin à faible pression, il est alors raréfié et le produit $\rho \cdot l$ n'est plus constant (27). En effet, le nombre de chocs entre les molécules et les parois devient non négligeable devant celui des molécules entre elles ; l et λ_g sont alors modifiés. Si $\bar{l}$ et $\bar{\lambda}_g$ sont les nouvelles valeurs de l et λ_g :

$$\bar{\lambda}_g = f \cdot \rho \cdot v_m \cdot \bar{l} \cdot \frac{R}{2M} \quad \text{IX}$$

$$\frac{\lambda_g}{\bar{\lambda}_g} = \frac{\bar{l}}{l} \quad \text{X}$$

Dans les formules VIII, IX, X, les grandeurs non barrées sont relatives à un gaz dans un état de pression et de température fixé. Les grandeurs barrées sont relatives au même gaz dans le même état de pression et de température, quand il est raréfié dans un milieu granulaire.

4) Libre parcours moyen des molécules d'un gaz raréfié dans un milieu granulaire.

Lorsque à température fixée, la pression d'un gaz diminue, le libre parcours moyen de ses molécules augmente. Si ce gaz se trouve dans un milieu granulaire, le libre parcours moyen de ses molécules atteindra une limite supérieure d'autant plus petite que la granulométrie du milieu est fine car le nombre de chocs molécule-paroi devient prépondérant devant le nombre de chocs molécule-molécule. Soit d cette limite supérieure ; l , $\bar{l}$ et d sont liés par la formule :

$$1/\bar{l} = 1/l + 1/d \quad (22) \quad (27) \quad (72) \quad \text{XI}$$

En effet, si l'on suppose que statistiquement, un choc entre deux molécules est parfaitement identique à un choc entre une molécule et la paroi, on peut faire le raisonnement suivant :

La probabilité pour qu'une molécule de gaz raréfié dans le milieu granulaire parcourt au moins le trajet x sans choc est :

$$e^{-x/\bar{l}} \quad (\text{voir formule VII})$$

Ceci se produit lorsque :

- 1 - la molécule parcourt au moins le trajet x sans choc avec une autre molécule : probabilité $e^{-x/l}$
- 2 - 1 étant réalisé, la molécule parcourt au moins le trajet x sans choc avec la paroi : probabilité $e^{-x/d}$

1 et 2 étant indépendants :

$$e^{-x/\bar{l}} = e^{-x/l} \cdot e^{-x/d} \quad \text{ce qui équivaut à XI}$$

Ce raisonnement suppose, rappelons le, que les chocs molécules-molécules sont équivalents dans leur ensemble aux chocs molécules-parois. Si nous revenons maintenant aux coefficients de conductivité thermique du gaz λ_g et $\bar{\lambda}_g$, les relations X et XI permettent d'écrire :

$$\lambda_g / \bar{\lambda}_g = 1/d + 1 \quad \text{XII}$$

5) Méthode de calcul de $\bar{\lambda}_g$ et de d .

Nous procédons par étapes successives :

a) Calcul de $\lambda_{s+g} = \lambda_a - \lambda_v$

XIII

λ_a : coefficient de conductivité thermique apparent du milieu granulaire.

λ_v : coefficient de conductivité thermique du milieu granulaire sous vide (effet du rayonnement thermique entre les grains et conduction thermique à leur contact).

λ_{s+g} : coefficient de conductivité thermique apparent des deux phases solide et gazeuse intervenant dans le modèle de KUNI et SMITH (formule V).

b) Calcul de λ_g et de λ_s

Nous calculons les valeurs de λ_g et λ_s pour chaque température expérimentale par interpolation à partir de valeurs tabulées.

c) Calcul de n , η , β , α_o , ϕ .

$$n = 1 - \frac{P_s}{\pi L \rho_s (r_2^2 - r_1^2)} = 1 - \frac{V_s}{V}$$

V volume de la cellule de mesure

V_s volume de la phase solide du milieu granulaire

P_s masse de la phase solide du milieu granulaire

ρ_s masse volumique de cette phase solide.

Connaissant n , on tire du tableau 1 les valeurs correspondantes de η , β , α_o et l'expression de ϕ .

d) Calcul de $\bar{\lambda}_g$.

Nous utilisons les formules V et VI modifiées dans lesquelles λ_g est remplacé par $\bar{\lambda}_g$:

$$\frac{\lambda_{s+g}}{\bar{\lambda}_g} = n + \frac{\beta (1 - n)}{\phi + \eta \bar{\lambda}_g / \lambda_s}$$

XIV

Une difficulté se présente car $\varnothing$ est une fonction de $\overline{\lambda}_g$ par l'intermédiaire de k (formule VI). Nous résolvons donc cette équation en $\overline{\lambda}_g$ par approximations successives grâce au calcul itératif suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu = n \lambda_s / \lambda_{s+g} \\ v = \beta (1 - n) \lambda_s / \lambda_{s+g} \\ k_i = \lambda_s / \overline{\lambda}_{g_i} \\ \varnothing(k_i) = \frac{1}{2} \frac{[(k_i - 1)/k_i]^2 \sin^2 \alpha_o}{L_n[k_i - (k_i - 1) \cos \alpha_o] - (k_i - 1) (1 - \cos \alpha_o)/k_i} - 2/3 k_i \\ k_{i+1} = \mu + \frac{v}{\varnothing(k_i) + 2/3 k_i} \end{array} \right.$$

Nous obtenons ainsi une suite en k_i rapidement convergente (trois calculs suffisent en général) et :

$$\overline{\lambda}_g = \lim \overline{\lambda}_{g_i} = \lim \frac{\lambda_s}{k_i}$$

e) Calcul de l .

l est calculable à partir d'une équation d'état de la forme :

$$l = l(\theta, p)$$

f) Calcul de d .

$$1/d \text{ est la pente de la droite } \overline{\lambda}_g / \lambda_g = 1/d + 1.$$

Tous ces calculs sont synthétisés sur l'organigramme suivant dans lequel nous avons indiqué la dépendance entre les différentes grandeurs physiques et souligné les grandeurs mesurées expérimentalement.

Les données sont classées en cinq catégories :

1 : données relatives au gaz intergranulaire :

table de valeurs numériques $\lambda_g(\theta_j)$ $j = 1, 2, \dots$

2 : variables d'état p et θ

3 : données relatives au solide : table de valeurs numériques

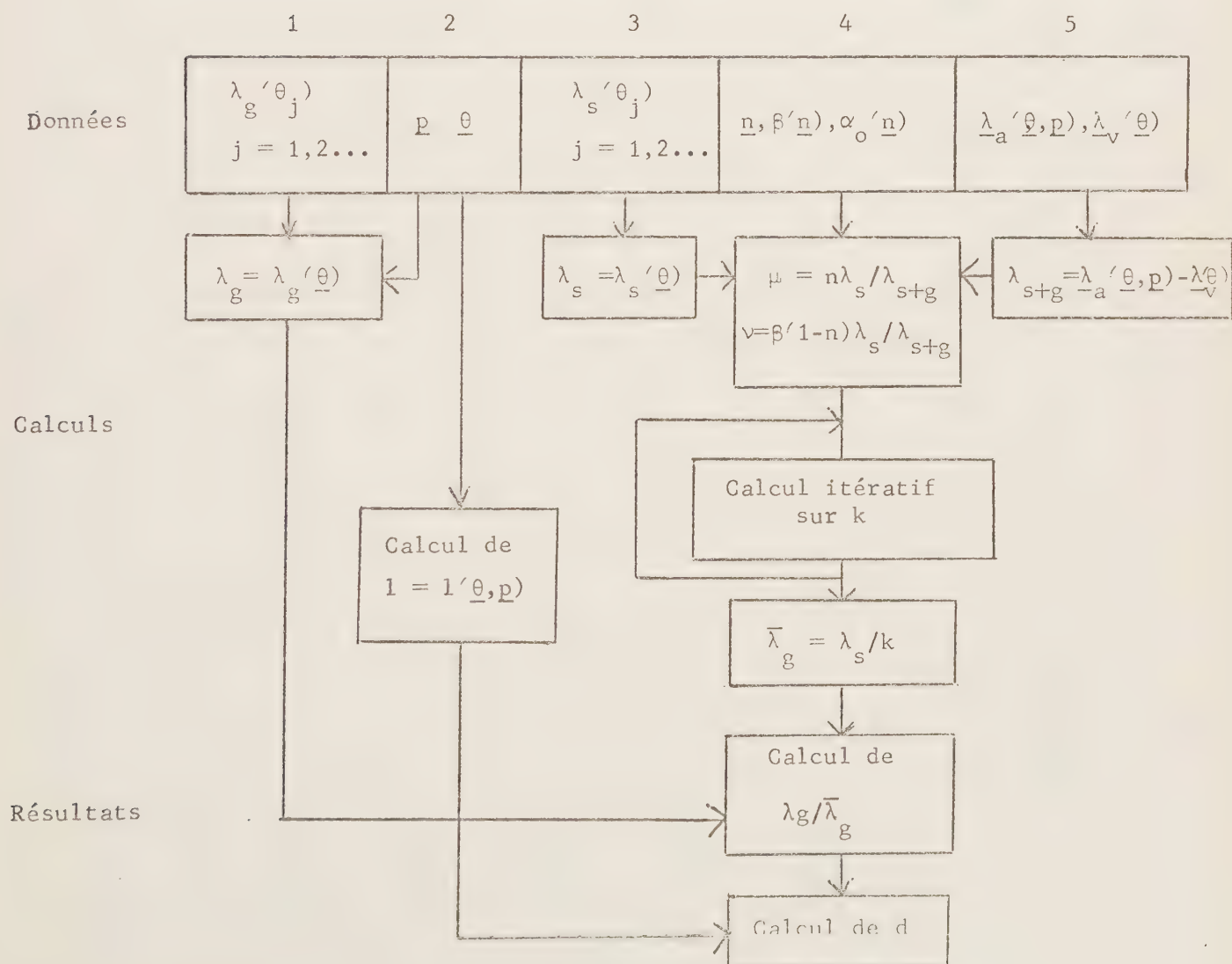
$$\lambda_s(\theta_j) \quad j = 1, 2, \dots$$

4 : données relatives à l'arrangement des grains.

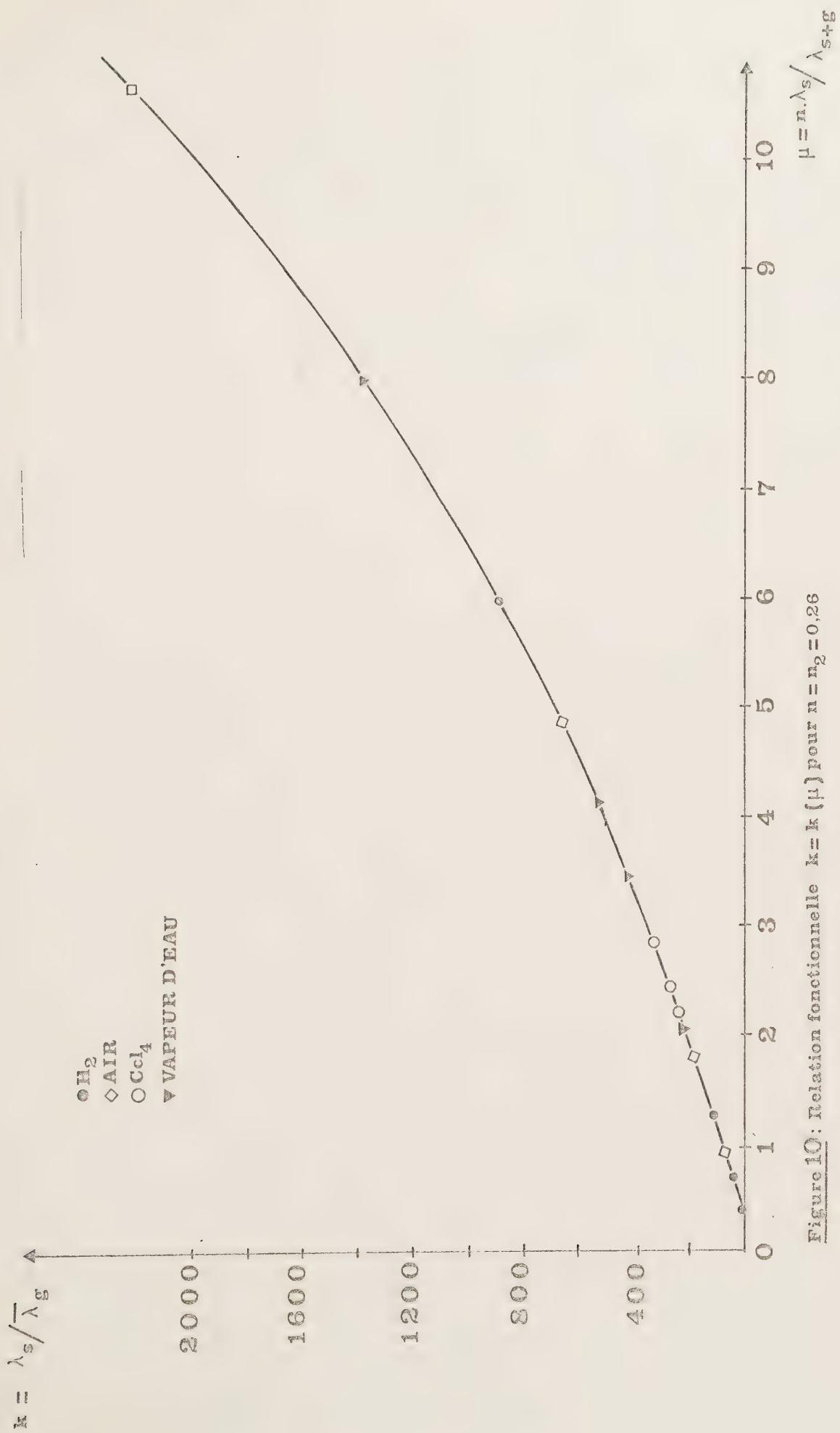
5 : grandeurs définissant le transfert de chaleur.

Remarque :

Nous avons représenté, sur la figure 10, la relation fonctionnelle $k = k(\mu)$ pour $n = n_2$. Celle-ci a été établie à partir du calcul itératif exposé au § III B 5 d pour un certain nombre de points expérimentaux. Elle est alors utilisable pour tous les gaz intergranulaires se trouvant dans un empilement compact de nature quelconque et permet d'obtenir k rapidement, sans passer par le calcul itératif pour les autres points expérimentaux.



ORGANIGRAMME DU CALCUL DE λ_g et de d .



C H A P I T R E I V

RESULTATS EXPERIMENTAUX .

A/ VALEURS DE λ_a .

1) Régime permanent.

Le tableau 2 donne les valeurs de λ_a mesurées en régime permanent des températures, sur les différents échantillons, avec différents gaz intergranulaires, en fonction de la pression p de ce gaz, de la température moyenne $\theta_m = (\theta_1 + \theta_2)/2$ du milieu granulaire, pour une puissance calorifique W de l'ordre de 2 watts.

Nous avons préféré utiliser dans ce tableau, ainsi que dans quelques autres, le torr comme unité de pression au lieu du pascal qui est une unité peu commode pour la mesure des faibles pressions. Rappelons que 1 torr = 1 mm de mercure = 133 Pa.

Tableau 2 : valeurs expérimentales de λ_a .

n ^{os} des échan- tillons	gaz inter- granu- laires	W en watts	p en torr	θ_m en °C	λ_a en W/m.°C
1	Air	2,09	$2,0 \cdot 10^{-4}$	68	0,031
		2,02	$5,5 \cdot 10^{-3}$	79	0,030
		2,02	$1,2 \cdot 10^{-2}$	84	0,032
		2,05	2,3	47	0,14
		2,08	2,7	45	0,16

n ^{os} des échan- tillons	gaz inter- granu- laires	W en watts	p en torr	θ_m en °C	λ_a en W/m.°C
		2,08 2,08 3,00	6,8 18 760	43 41 49	0,19 0,23 0,25
2	H ₂	2,10 2,10 2,10 2,12 2,10 2,11 2,12 2,10 4,13 4,13	1,3 3,2 6,2 11 15 22 59 210 310 420	62 50 45 45 39 38 38 35 45 44	0,057 0,080 0,11 0,13 0,17 0,20 0,29 0,41 0,45 0,51
2	Vapeur d'eau	2,10 2,15 2,15 2,15 2,17 2,10	0,15 1,8 5,1 7,7 8,3 22	72 60 60 59 57 49	0,049 0,060 0,070 0,080 0,081 0,12
2	Air	2,10 2,10 2,10 2,11 2,11 2,15 2,15	$1,0 \cdot 10^{-4}$ $3,0 \cdot 10^{-3}$ $1,3 \cdot 10^{-2}$ 0,26 5,1 28 760	92 96 96 70 57 52 44	0,026 0,025 0,025 0,043 0,064 0,13 0,23
2	CCl ₄	2,10 2,12 2,08 2,08	0,16 21 33 160	69 54 57 56	0,037 0,093 0,10 0,11

n ^{os} des échantil- lons.	gaz inter- granu- laires	W en watts	p en torr	θ_m en °C	λ_a en W/m.°C
3	H ₂	2,05	8,0	59	0,040
		2,06	50	42	0,11
		2,08	150	35	0,21
		2,06	210	33	0,23
		3,06	360	38	0,31
3	Air	2,10	$1,0 \cdot 10^{-4}$	99	0,019
		2,07	0,68	89	0,021
		2,10	10	73	0,032
		2,06	100	52	0,074
		2,08	760	45	0,13
4	H ₂	2,08	7,5	58	0,042
		2,08	42	45	0,081
		2,10	150	37	0,15
		2,12	420	34	0,26
4	Air	2,06	$1,2 \cdot 10^{-2}$	88	0,025
		2,12	2,0	83	0,027
		2,06	8,0	75	0,033
		2,12	95	58	0,060
		3,12	760	52	0,11

Les figures 11, 12, 13 représentent la variation de λ_a pour les différents échantillons, en fonction de la pression p du gaz intergranulaire. Toutes les mesures ont été prises à une température moyenne θ_m de l'ordre de 50°C. IL a été tenu compte, dans l'exploitation des résultats expérimentaux, de la variation de θ_m au voisinage de cette valeur.

2) Régime variable, comparaison entre les deux méthodes, précision.

Les mesures ont été faites en régime permanent mais nous avons voulu recouper certains résultats par la méthode du régime variable (§ III A/2). Nous avons fait la comparaison sur l'échantillon n° 4 avec l'air comme gaz intergranulaire, et mesuré λ_a par les deux méthodes pour différentes pressions. Le tableau 3 montre une bonne concordance entre les résultats obtenus par les deux méthodes.

Régime permanent			Régime variable		
p en torr	θ_m °C	λ_a W/m.°C	p en torr	θ_m °C	λ_a W/m.°C
$1,2 \cdot 10^{-2}$	88	0,025	$1,2 \cdot 10^{-2}$	89	0,024
8	75	0,033	8	73	0,034
95	58	0,060	95	55	0,056
760	60	0,11	760	55	0,12

Tableau 3 : Valeurs expérimentales comparées de λ_a mesurées en régime permanent et en régime variable.

Tous les résultats sont donnés à 10 % près et les deux méthodes ont pratiquement la même précision. Le but des recherches n'étant pas de mettre au point une méthode de mesure précise, mais d'étudier les évolutions de phénomènes pour pouvoir les comparer entre eux,

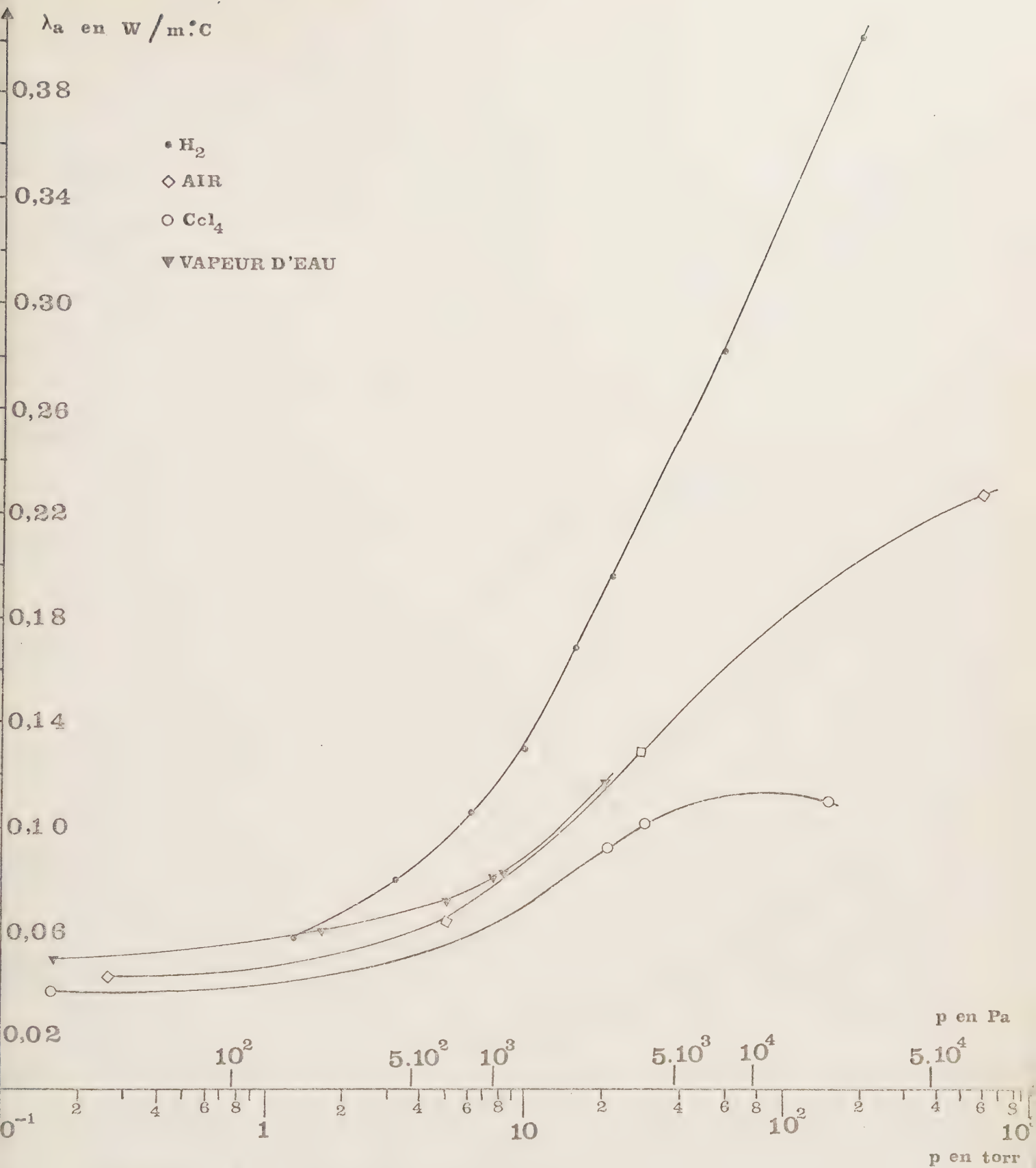


Figure 11: $\lambda_a = \lambda_a(p)$. Echantillon n°2.

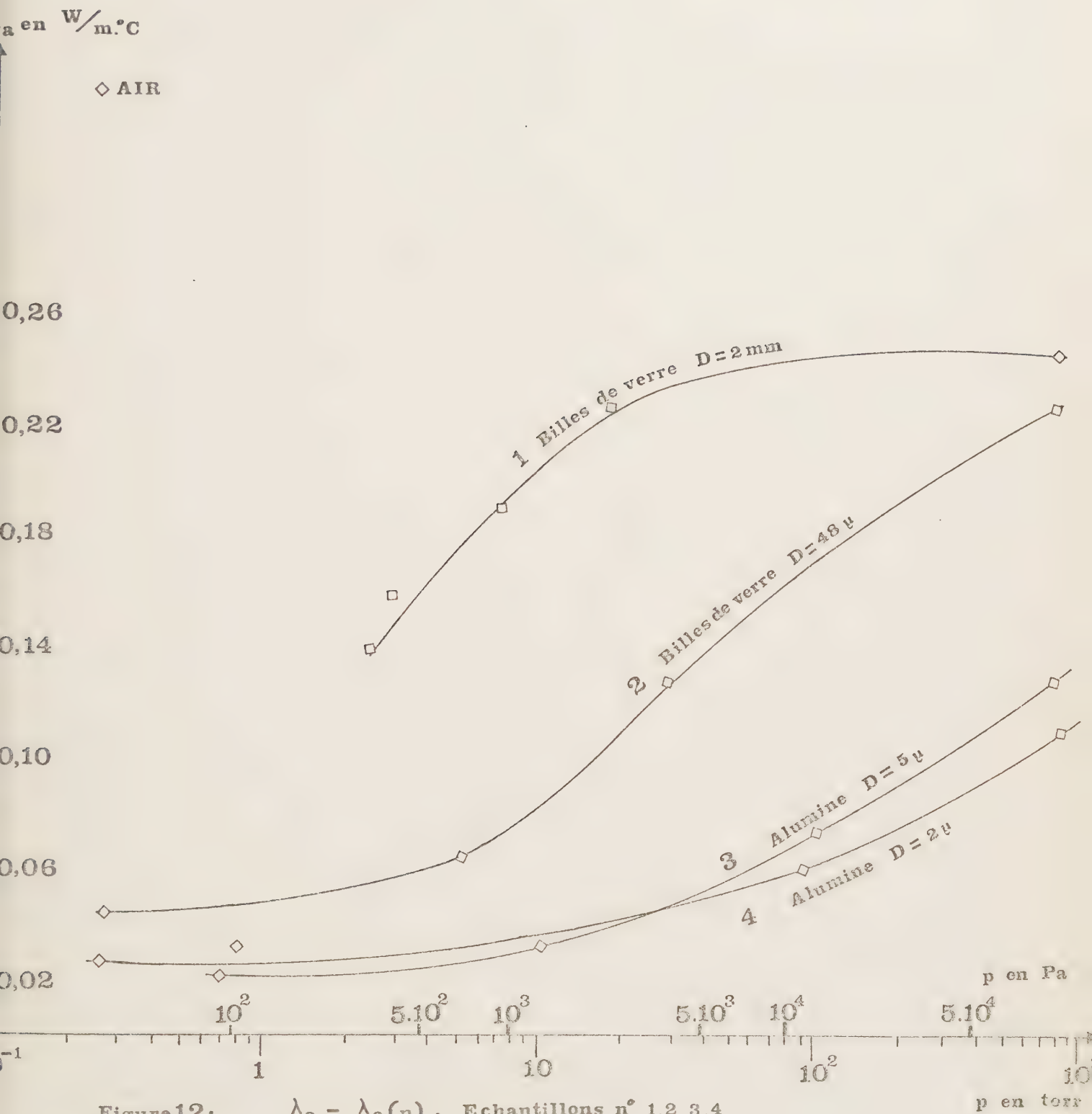


Figure 12: $\lambda_a = \lambda_a(p)$. Echantillons n° 1, 2, 3, 4

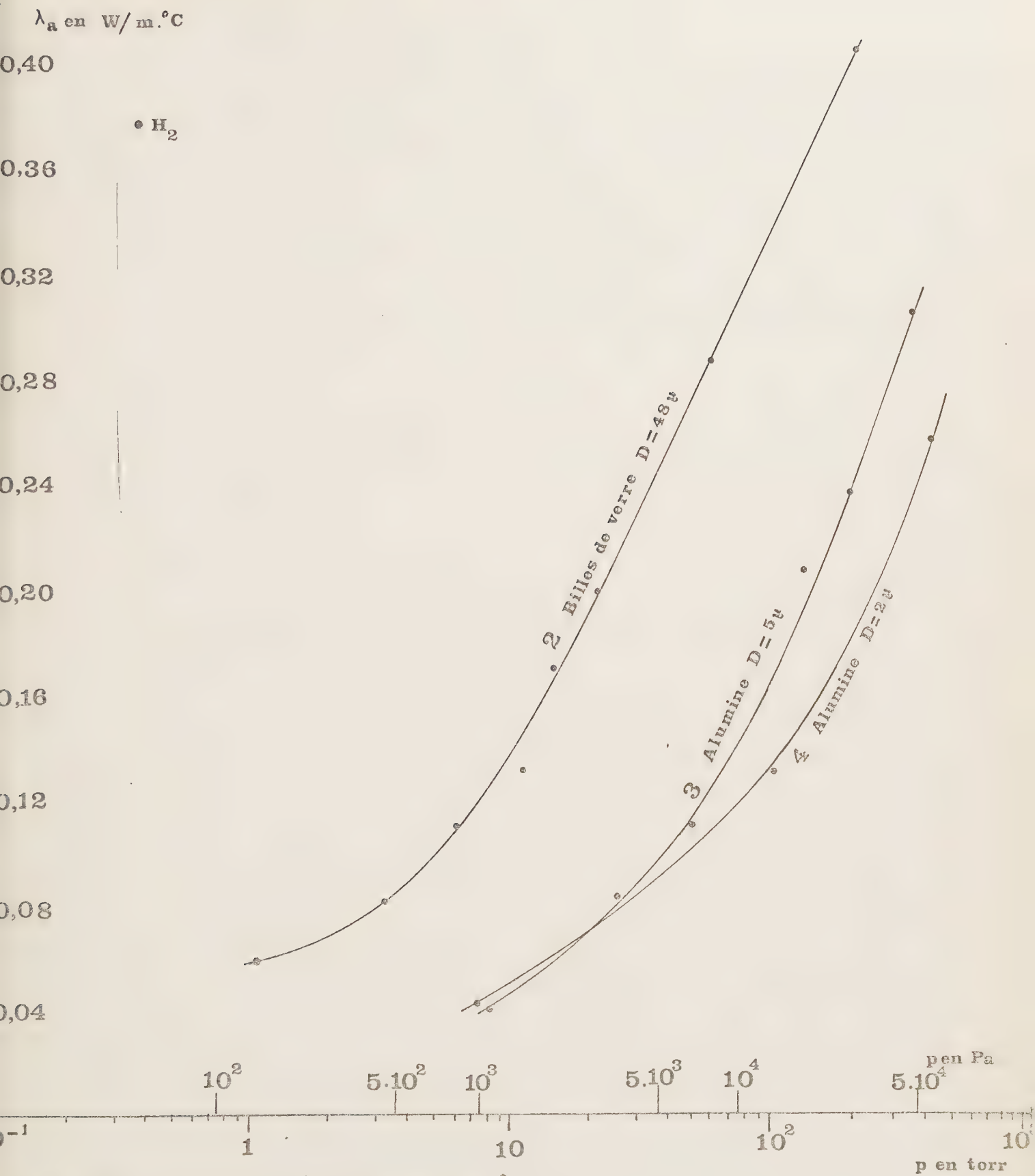


Figure 13: $\lambda_a = \lambda_a(p)$. Echantillons n° 2,3,4.

nous nous sommes contentés de cette précision. Une analyse des causes d'erreurs montre qu'il est possible d'améliorer la précision de la chaîne de mesures. Il est impossible, en revanche, d'améliorer sensiblement la précision sur la position des capteurs de température. De plus, les pertes par les extrémités entraînent une erreur systématique que l'on peut estimer mais qu'il est difficile de préciser. Enfin, les échantillons utilisés sont hétérogènes par définition, donc imparfaitement définis. Pour toutes ces raisons, quelle que soit l'amélioration apportée à la chaîne de mesures, il ne faut pas espérer obtenir une précision inférieure à 6 %.

B/ VALEURS DE $\overline{\lambda_g}/\lambda_g$.

Reprenons une à une les étapes du calcul exposé au § III B/5) .

a) valeurs de λ_v .

Ces valeurs mesurées sous vide secondaire à $1,33 \cdot 10^{-2}$ Pa pour les quatre échantillons sont données dans le tableau 4.

:	:	:
: n ^{os} des échantillons	: λ_v en W/m.°C	:
:	:	:
-----	-----	-----
:	:	:
: 1	: 0,031	:
:	:	:
-----	-----	-----
:	:	:
: 2	: 0,026	:
:	:	:
-----	-----	-----
:	:	:
: 3	: 0,019	:
:	:	:
-----	-----	-----
:	:	:
: 4	: 0,025	:
:	:	:
-----	-----	-----

Tableau 4 : valeurs expérimentales de λ_v .

b) valeurs de λ_g et λ_s .

Les valeurs de λ_g et λ_s ont été calculées à la température moyenne $\theta_m = (\theta_1 + \theta_2)/2$ par interpolation linéaire à partir des valeurs numériques indiquées dans les tableaux 5 et 6 (44).

θ_m en °C		0	50	100
λ_g	Air	0,0240	0,0272	0,0305
	Vapeur d'eau		0,0195	0,0234
en W/m.°C	H ₂	0,172	0,195	0,219

Tableau 5 : valeurs de λ_g .

θ_m en °C		0	50	100
λ_s	Verre	0,72	0,73	0,74
en W/m.°C	Alumine	39	33	29

Tableau 6 : valeurs de λ_s .

c) valeurs de n , η , β , α_0 , $\varnothing$.

Nous donnons dans le tableau 7 les valeurs de n qui ont été mesurées, les valeurs correspondantes de η , β , α_0 , ainsi que l'expression de $\varnothing$ pour chaque échantillon.

n° de l'échantillon	n	η	β	α_o	$\emptyset$
1	0,26	2/3	0,9	$\sin^2 \alpha_o = \frac{1}{4\sqrt{3}}$	$\emptyset = \emptyset_2$
2	0,26	2/3	0,9	$\sin^2 \alpha_o = \frac{1}{4\sqrt{3}}$	$\emptyset = \emptyset_2$
3	0,57	2/3	1	$\pi/2$	$\emptyset = \emptyset_1$
4	0,68	2/3	1	$\pi/2$	$\emptyset = \emptyset_1$

Tableau 7 : valeurs expérimentales de n.

d) valeurs de l.

Aux températures expérimentales considérées, l'air, l'hydrogène et la vapeur d'eau se comportent pratiquement comme des gaz parfaits.

l est calculé pour chaque valeur de la température moyenne $\theta_m = (\theta_1 + \theta_2)/2$ et de la pression p du gaz intergranulaire par la formule :

$$l = l_o \frac{10^{-3}}{p} \frac{\theta_m}{288} \quad (111)$$

p : en torr

θ_m en °K

l_o : libre parcours moyen des molécules à 10^{-3} torr et 288°K

l : en μ

valeurs de l_o :

Hydrogène	$89,7 \cdot 10^3 \mu m$
Air	$48,6 \cdot 10^3 \mu m$
Vapeur d'eau	$31,8 \cdot 10^3 \mu m$

e) valeurs de $\lambda_g / \bar{\lambda}_g$.

Le tableau 8 donne les valeurs de $\lambda_g / \bar{\lambda}_g$ calculées pour chaque point expérimental à la pression p, à la température moyenne θ_m en fonction du libre parcours moyen l des molécules.

n ^{os} des échan- tillons	gaz inter- granu- laires	p en torr	θ_m en ° C	l en μm	$\lambda_g / \bar{\lambda}_g$
1	Air	1,1	24	47	5,2
		2,7	45	20	3,1
		6,8	43	7,8	2,2
		18	41	2,9	1,5
		760	49	0,071	1,2
2	H ₂	11	45	9,3	42
		15	39	6,5	28
		22	38	4,4	20
		59	38	1,6	8,0
		210	35	0,47	2,7
		310	45	0,32	2,1
		410	44	0,24	1,1
2	Vapeur d'eau	5,1	60	7,1	16
		7,7	59	4,8	12
		22	49	1,4	5,7
3	Air	10	73	5,8	45
		100	52	0,54	8,3
		760	45	0,071	3,5
3	Hydrogène	50	42	2,0	33
		150	35	0,62	14
		210	33	0,45	12
		360	38	0,27	8,3
3	Air	10	73	5,8	45
		100	52	0,54	8,3
		760	45	0,071	3,5

n ^{os} des échantillons	gaz inter- granu- laires	p en torr	θ_m en °C	l en μm	$\lambda_g / \overline{\lambda_g}$
4	H ₂	42 150 420	45 37 34	2,4 0,66 0,23	68 28 12
4	Air	8,0 95 760	75 58 60	7,3 0,59 0,074	76 17 6,5

Tableau 8 : valeurs de $\lambda_g / \overline{\lambda_g}$.

Les figures 14, 15, 16, 17 représentent les relations $\lambda_g / \overline{\lambda_g} = \lambda_g / \overline{\lambda_g}$ (1) pour les différents échantillons et les différents gaz intergranulaires.

C/ VALEURS DE d.

Le tableau 9 ci-dessous donne les valeurs de d calculées par la formule XII ainsi que les valeurs de D/d.

n ^{os} des échantillons	n	D en μm	Vapeur d'eau	Air	H ₂	CCl ₄			
1	0,26: 2 000:	d en μm	D/d	d en μm	D/d	d en μm	D/d	d en μm	D/d
2	0,26: 48:	0,58: 83	0,46: 100:	0,24: 200	0,50: 96				
3	0,57: 5:	0,14: 36:	0,07: 72						
4	0,68: 2:	0,10: 20:	0,04: 50						

Tableau 9 : valeurs de d et de D/d.

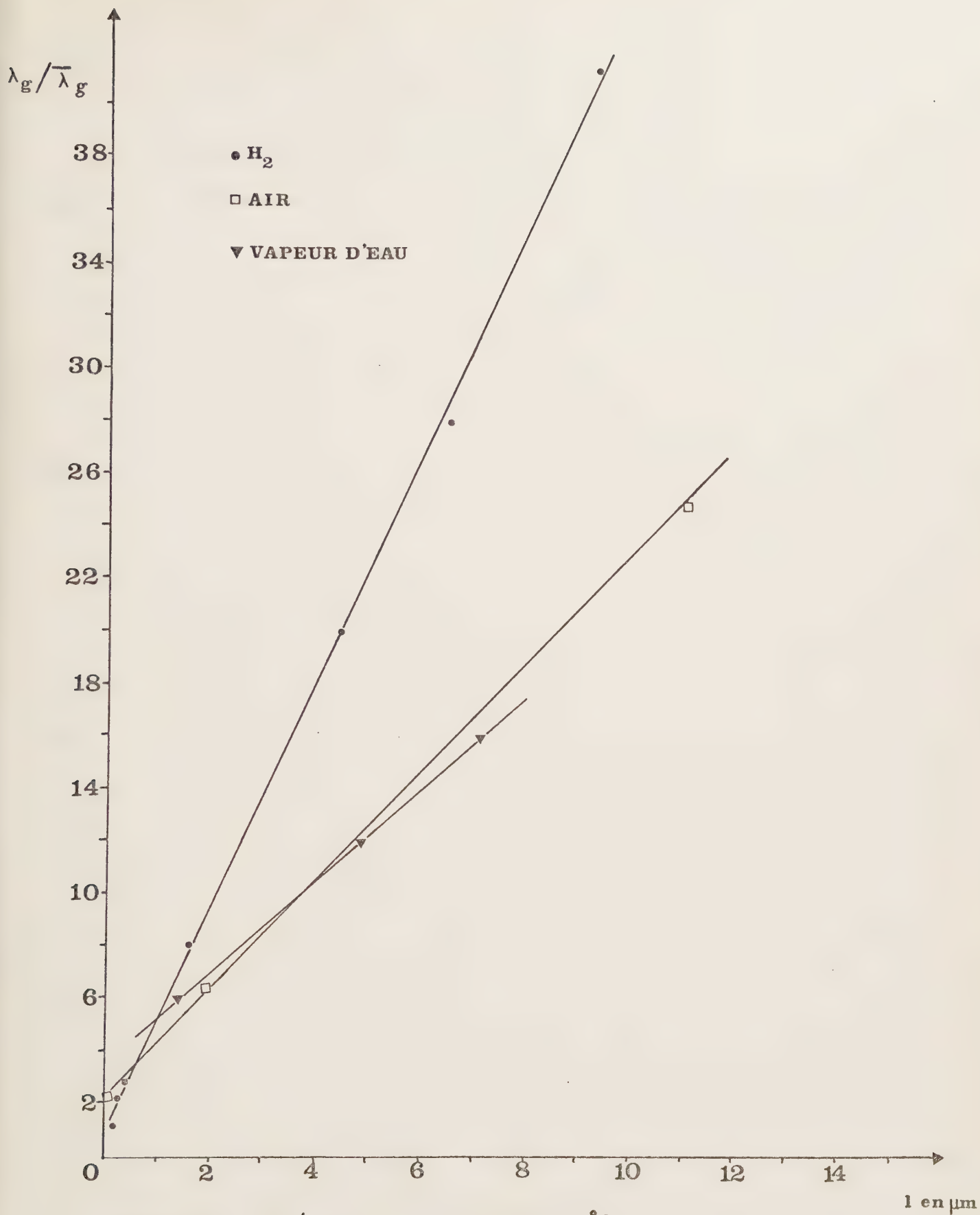
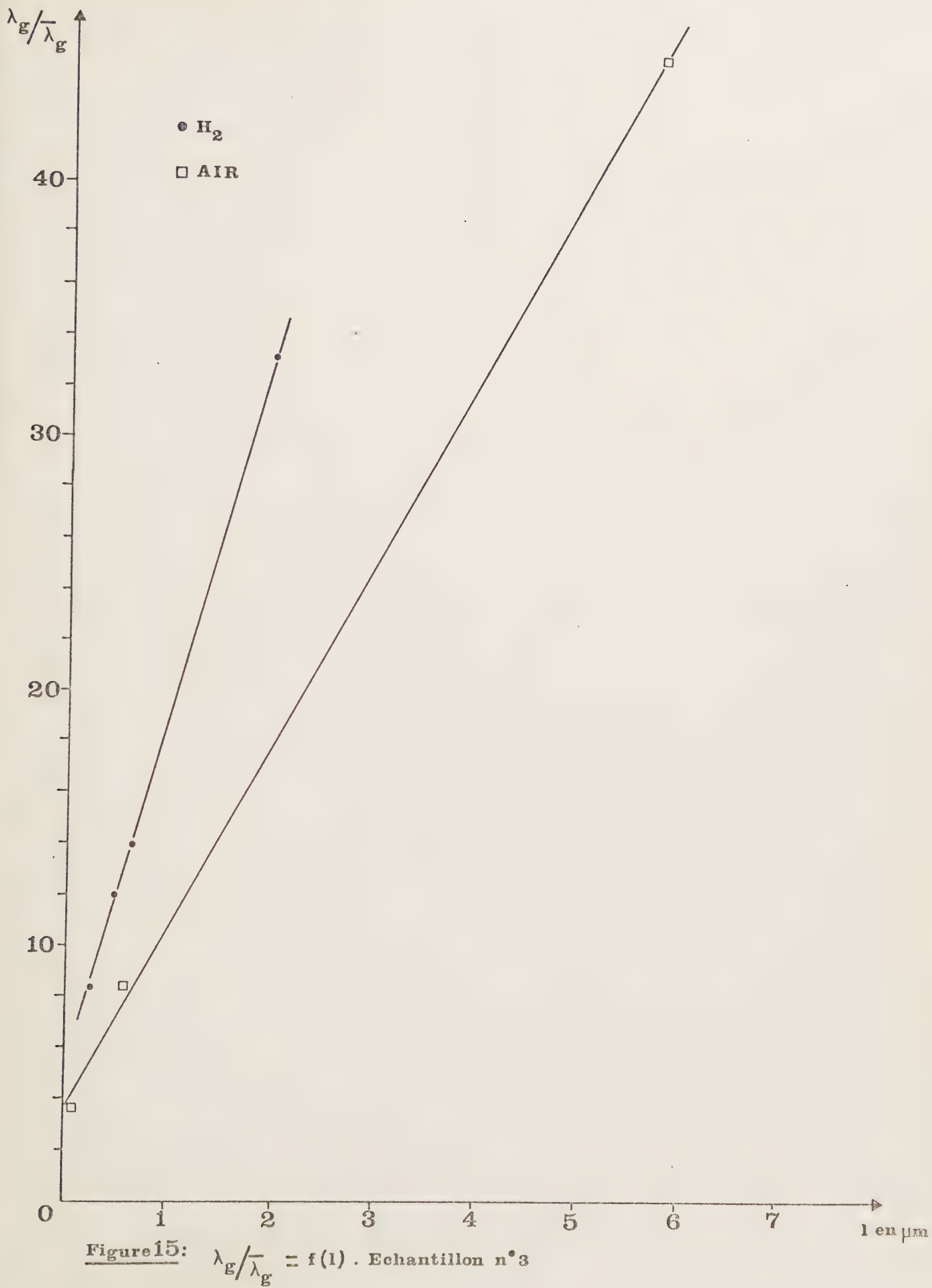


Figure 14: $\lambda_g / \bar{\lambda}_g = f(l)$. Echantillon n° 2 .



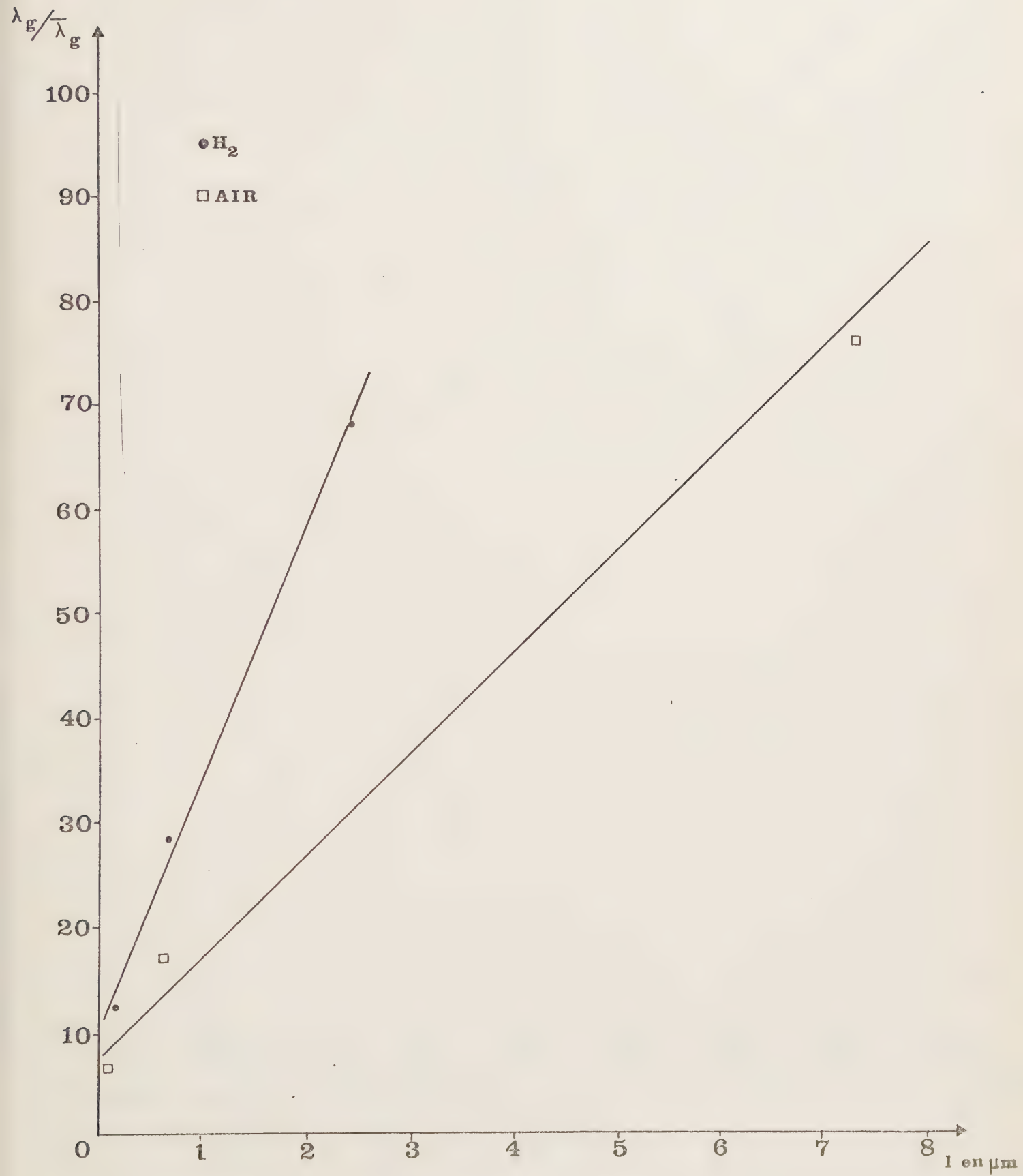


Figure 16: $\lambda_g / \bar{\lambda}_g = f(l)$. Echantillons n°4

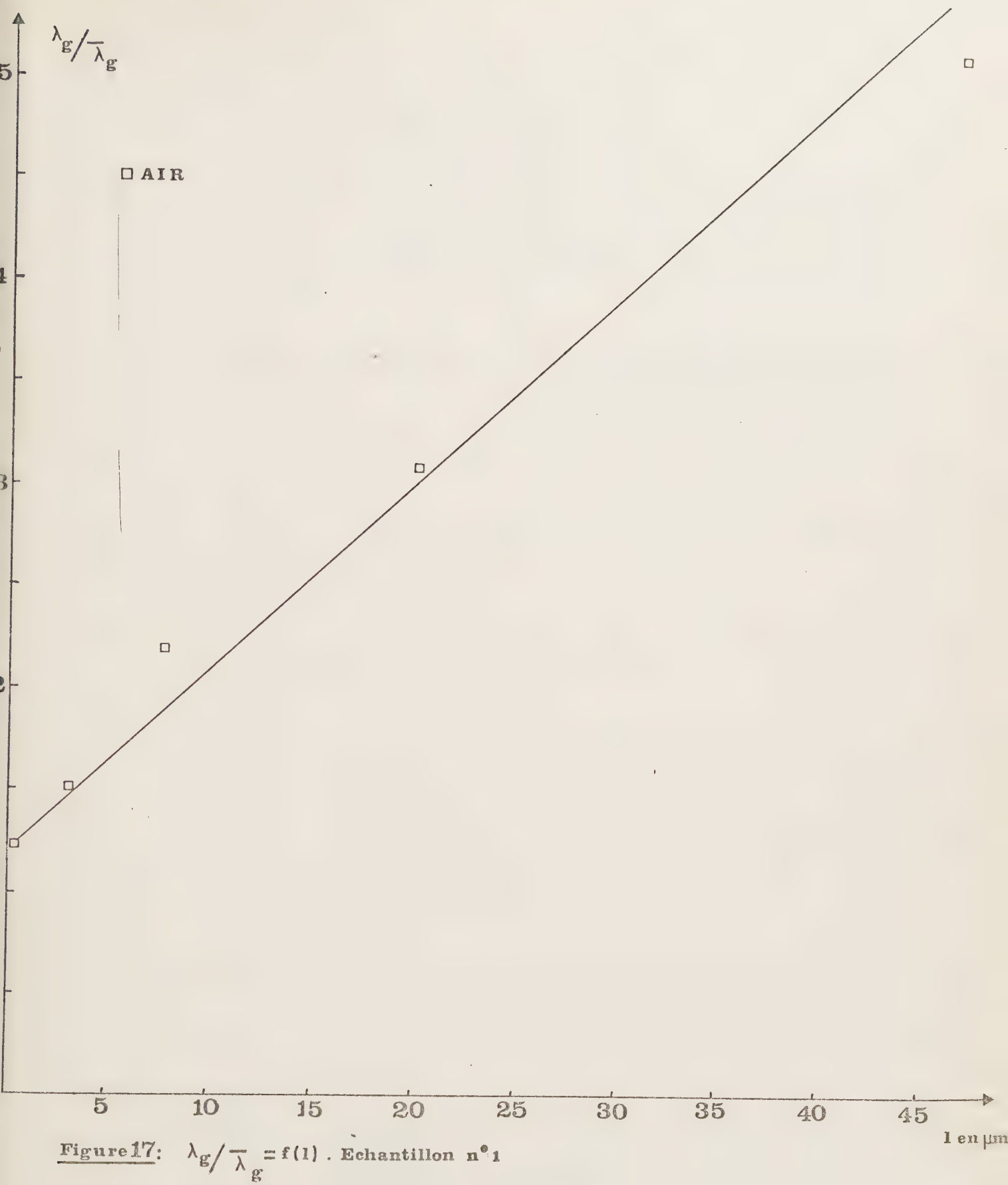


Figure 17: $\lambda_g / \overline{\lambda}_g = f(l)$. Echantillon n°1

C H A P I T R E V

C O N C L U S I O N S .

A/ Influence de la pression du gaz intergranulaire sur $\bar{l}$, $\bar{\lambda}_g$, λ_a .

Toutes les courbes expérimentales $\lambda_a = \lambda_a(p)$ (figures 11, 12, 13) ont l'allure générale représentée au bas de la figure 18. Nous avons porté en abscisse le libre parcours moyen l des molécules qui, à température constante, est inversement proportionnel à la pression p . Nous avons représenté sur la même figure les courbes théoriques $\bar{l} = \bar{l}(1)$ et $\bar{\lambda}_g = \bar{\lambda}_g(1)$ (formules XI et XII).

Sur ces trois courbes théoriques $\bar{l} = \bar{l}(1)$, $\bar{\lambda}_g = \bar{\lambda}_g(1)$ et $\lambda_a = \lambda_a(1)$, on distingue trois zones :

Zone 1 : La pression du gaz intergranulaire raréfié est très faible ; le nombre de chocs entre ses molécules et les parois est prépondérant ; leur libre parcours moyen $\bar{l}$ a atteint sa limite supérieure d . Son coefficient de conductivité thermique $\bar{\lambda}_g$ est négligeable ainsi que λ_{s+g} . La courbe $\lambda_a = \lambda_a(1)$ atteint le palier $\lambda_a = \lambda_v$.

Zone 2 : Zone de pression moyenne. Dans cette zone transitoire, $\bar{l}$ varie avec l et lui est nettement inférieur. $\bar{\lambda}_g$ varie aussi avec l , en étant très inférieur à λ_g à la même température ; λ_a varie très sensiblement avec la pression.

Zone 3 : Forte pression : $\bar{l} = 1$, $\bar{\lambda}_g = \lambda_g$, λ_a atteint un palier et ne varie plus avec la pression. Le nombre de chocs entre les molécules est prépondérant.

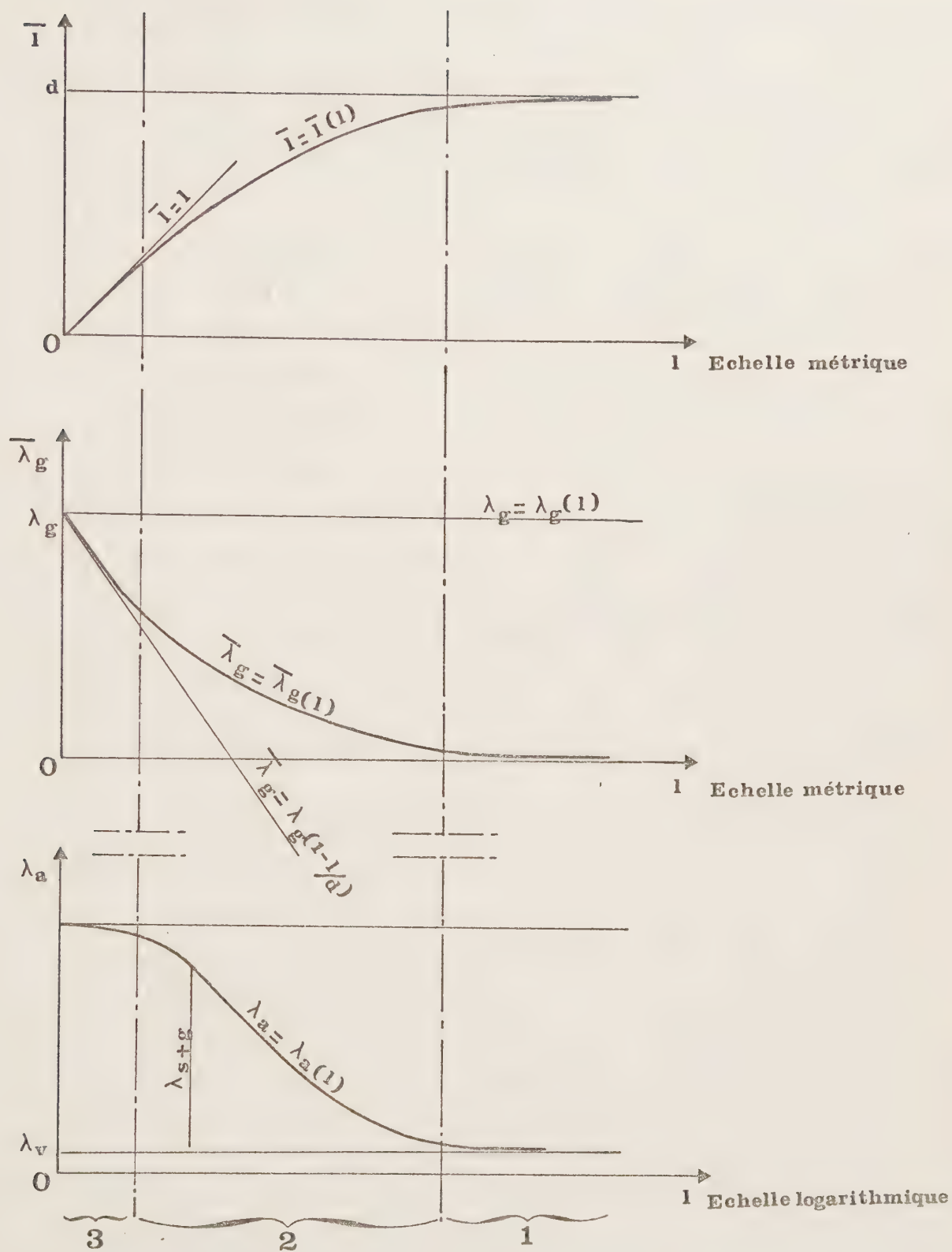


Figure 18: Influence de la pression du gaz intergranulaire sur $\bar{I}$, $\bar{\lambda}_g$, λ_a .

B/ Influence de la nature des phases gazeuse et solide du milieu granulaire.

1) Dans un même milieu granulaire, les courbes $\lambda_a = \lambda_a(p)$ (voir figure 11) se classent dans le même ordre que les coefficients de conductivité thermique λ_g des gaz intergranulaires à la même température, c'est à dire :

Hydrogène	$\lambda_g = 0,195 \text{ W/m.}^\circ\text{C}$	<u>à 50°C</u>
Air	$\lambda_g = 0,0272 \text{ W/m.}^\circ\text{C}$	
Vapeur d'eau	$\lambda_g = 0,0195 \text{ W/m.}^\circ\text{C}$	
Tétrachlorure	$\lambda_g = 0,00720 \text{ W/m.}^\circ\text{C}$	
de carbone		

Le chevauchement observé de la courbe anormalement haute de la vapeur d'eau pourrait être expliqué par les phénomènes d'adsorption qui sont susceptibles d'augmenter les transferts de chaleur, au voisinage des contacts entre les grains de l'échantillon. Aux basses pressions, $p < 1,3 \text{ Pa}$, la nature du gaz n'intervient plus, les courbes se rejoignent.

2) La valeur limite d de $\bar{l}$ dépend de la nature du gaz intergranulaire.

Pour l'échantillon n° 2, nous avons obtenu les valeurs suivantes :

Hydrogène	$d = 0,24 \mu\text{m}$	$D/d = 200$
Air	$d = 0,46 \mu\text{m}$	$D/d = 100$
Tétrachlorure	$d = 0,50 \mu\text{m}$	$D/d = 96$
de carbone		
Vapeur d'eau	$d = 0,58 \mu\text{m}$	$D/d = 83$

On peut remarquer que pour les échantillons n°s 2, 3, 4, la valeur de d obtenue avec l'air est double de celle obtenue avec l'hydrogène. Dans les mêmes conditions expérimentales, la concentration des molécules d'hydrogène au voisinage des contacts est donc deux fois plus importante que celle des molécules d'air.

Pour des billes de verre de diamètre compris entre 300 et 500 μm , de porosité 33 %, baignant dans l'air, P. DUMEZ (72) trouve une augmentation de d avec la température du gaz intergranulaire :

$$d = 5 \mu \quad \text{à} \quad 0^{\circ}\text{C}$$

$$d = 8,5 \mu \quad \text{à} \quad 350^{\circ}\text{C}.$$

WOODSIDE et MESSMER (22) constatent des variations de d et du rapport D/d avec l'air et différents milieux granulaires.

Sable de quartz	$0,074 < D < 0,104 \text{ mm}$	$n = 0,18$	air $D/d = 68,1$
Billes de verre	$D = 0,36 \text{ mm}$	$n = 0,38$	air $D/d = 72,6$
Billes de plomb	$D = 1,2 \text{ mm}$	$n = 0,38$	air $D/d = 170$

Au point de vue énergétique, les chocs molécule-molécule et les chocs molécule-paroi ne sont pas identiques. La théorie des coefficients d'accommodation (112) analyse l'échange d'énergie au cours d'un choc molécule-paroi et montre en particulier que cet échange d'énergie dépend de la nature de la molécule, de son nombre d'atomes et de la nature de la paroi. Par exemple, il y a deux fois plus d'énergie échangée lors d'un choc d'une molécule d'air, sur du verre que lors d'un choc d'une molécule d'hydrogène avec la même paroi. Nous pensons que ces différences non négligeables dont il n'a pas été tenu compte dans l'établissement de la formule XI qui utilisait un raisonnement purement géométrique, pourraient expliquer les variations constatées sur d et sur le rapport D/d .

C/ Influence du diamètre des grains.

d varie dans le même sens que D (voir tableau 9). Pour un gaz et un milieu solide fixés, D/d n'est pas constant comme on aurait pu s'y attendre, mais augmente avec D . De plus, d est dans tous les cas nettement inférieur à la distance intergranulaire moyenne. On peut donc penser qu'il existe une localisation des molécules au voisinage des contacts, d'autant plus accentuée que le diamètre des grains est important.

Pour un même gaz intergranulaire, λ_a varie dans le même sens que D (voir figures 12 et 13). Ce phénomène est particulièrement sensible si l'on compare les courbes relatives au verre d'une part, à l'alumine d'autre part.

En effet, bien que $\lambda_s(\text{verre})=0,73\text{W/m.}^\circ\text{C}$ à 50°C et $\lambda_s(\text{alumine})=33\text{W/m.}^\circ\text{C}$ à 50°C , c'est l'influence de D qui l'emporte et qui diminue le coefficient de conductivité thermique apparent des échantillons 3 et 4. Ces conclusions sont analogues pour l'air et l'hydrogène.

D/ Déplacement des courbes expérimentales $\lambda_a = \lambda_a(p)$.

Dans la zone où l'influence de la pression de gaz intergranulaire se fait sentir (zone du point d'inflexion), les courbes expérimentales $\lambda_a = \lambda_a(p)$ semblent se déduire les unes des autres par une translation parallèle à l'axe des pressions (voir figures 12 et 13)

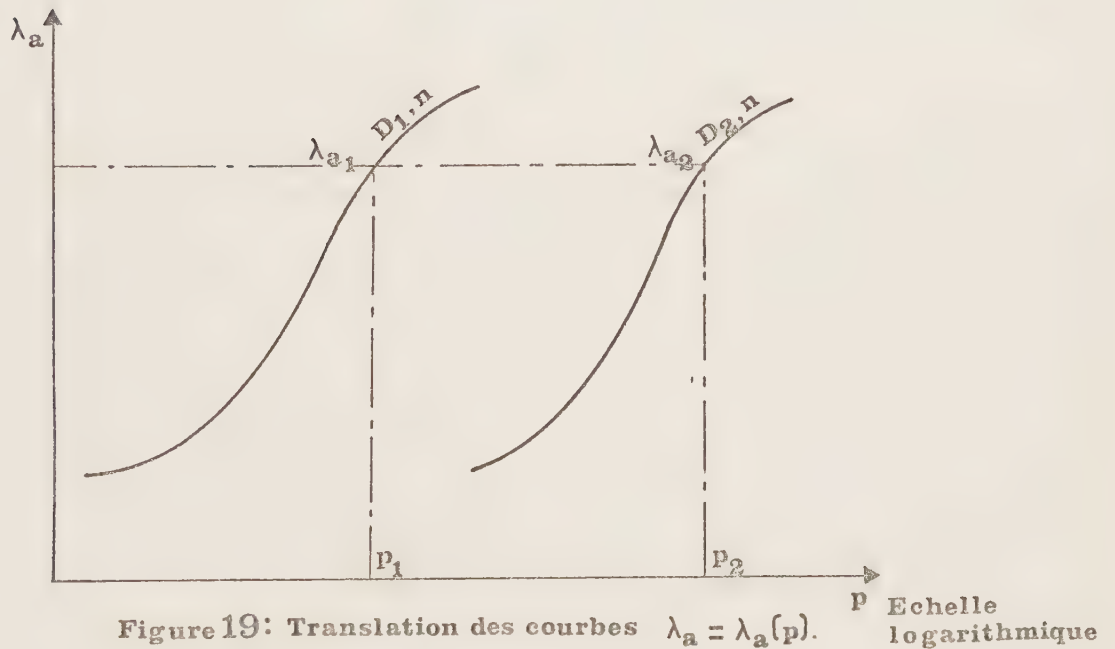


Figure 19: Translation des courbes $\lambda_a = \lambda_a(p)$. Echelle logarithmique

Soit λ_{a1} le coefficient de conductivité thermique apparent d'un milieu constitué de grains de diamètre D_1 , de porosité n ; le gaz intergranulaire est défini par sa pression p_1 et sa température.

Soit λ_{a2} , D_2 , n , pour un milieu granulaire de même nature, avec le même gaz intergranulaire défini par sa pression p_2 et la même température (voir figure 19).

Pour que $\lambda_{a1} = \lambda_{a2}$, il faut que $(\lambda_{s+g})_1 = (\lambda_{s+g})_2$ car $\lambda_v \ll \lambda_{s+g}$ dans tous les cas.

Pour que $(\lambda_{s+g})_1 = (\lambda_{s+g})_2$, il faut que $\bar{\lambda}_{g1} = \bar{\lambda}_{g2}$
(voir formules V et VI)

$$\text{or } \lambda_g / \bar{\lambda}_{g1} = 1_1 / d_1 + 1 \quad \text{et } \lambda_g / \bar{\lambda}_{g2} = 1_2 / d_2 + 1$$

$$\text{Donc pour que } \lambda_{a1} = \lambda_{a2}, \text{ il faut que } \frac{1_1}{1_2} = \frac{d_1}{d_2}.$$

Les libres parcours moyens des molécules du gaz étant inversement proportionnels aux pressions, lorsque la température reste constante, nous obtenons le résultat simple suivant :

$$\lambda_{a1} = \lambda_{a2} \text{ pour des pressions } p_1 \text{ et } p_2 \text{ telles que :}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{d_1}{d_2} = \text{constante.}$$

Cela veut dire que graphiquement, puisque nous avons utilisé une échelle logarithmique pour les pressions, les courbes $\lambda_{a1} = \lambda_{a1}(p_1)$ et $\lambda_{a2} = \lambda_{a2}(p_2)$ se déduisent l'une de l'autre par une translation parallèle à l'axe des pressions de valeur $b \log \frac{d_1}{d_2}$, b étant le module de l'échelle des pressions.

Vérification expérimentale :

1) Billes de verre : échantillons n^{os} 1, 2.

$$\begin{array}{lll} D_1 = 2 \text{ mm} & d_1 = 13,5 \text{ } \mu\text{m} & \text{air} \\ D_2 = 48 \text{ } \mu\text{m} & d_2 = 0,46 \text{ } \mu\text{m} & \end{array}$$

$$27 < \frac{p_2}{p_1} < 35 \quad \frac{d_1}{d_2} = 29$$

2) Alumine : échantillons n^{os} 3, 4.

$$\begin{array}{lll} D_1 = 5 \text{ } \mu\text{m} & d_1 = 0,07 \text{ } \mu\text{m} & \text{hydrogène} \\ D_2 = 2 \text{ } \mu\text{m} & d_2 = 0,04 \text{ } \mu\text{m} & \end{array}$$

$$1,7 < \frac{p_2}{p_1} < 1,8 \quad \frac{d_1}{d_2} = 1,75$$

Ce dernier résultat est assez remarquable. En effet, les

deux poudres d'alumine n'ont pas la même porosité et leurs grains ne sont pas parfaitement sphériques. Cependant la théorie s'applique, ce qui montre l'influence prépondérante des valeurs de d qui déterminent le phénomène de raréfaction. Des paramètres tels que la porosité et la forme des grains deviennent secondaires.

E/ Conclusions pratiques.

Dans un milieu granulaire suffisamment fin, ($D = 48 \mu\text{m}$) l'effet de raréfaction se fait sentir à partir de pressions relativement élevées ($5 \cdot 10^4$ Pa avec l'hydrogène).

La conduction dans le gaz raréfié est en moyenne 25 fois plus faible que dans le gaz non raréfié dans le même état de pression et de température (figures 14, 15, 16, 17).

Les zones affectées par le transfert de chaleur dans le gaz au voisinage des contacts ont une dimension qui varie beaucoup avec la nature du solide, celle du gaz et le diamètre des grains. Dans nos expériences $20 < D/d < 200$. D semble être le principal paramètre de variation.

Prévision des courbes $\lambda_a = \lambda_a(p)$.

Pour un milieu granulaire et un gaz intergranulaire bien définis, les mesures de λ_v , n , et de deux valeurs $\lambda_{a1} = \lambda_a(p_1)$, $\lambda_{a2} = \lambda_a(p_2)$ permettent de calculer d et $\emptyset$. Il est alors possible à l'aide des relations XII, XIII, XIV, et VI modifiée, de prévoir la courbe complète $\lambda_a = \lambda_a(p)$.

Si de plus, on fait varier le diamètre D , la seule connaissance de d permet de prévoir la famille de courbes $\lambda_a = \lambda_a(p, D)$ pour la même porosité n (voir § V D/).

Isolation thermique.

Les résultats expérimentaux montrent que pour une pression d'air $p = 1,3$ Pa, les échantillons n^{os} 2, 3, 4 ont un coefficient de

conductivité thermique apparent inférieur à celui de l'air à la même température soit $0,0272 \text{ W/m.}^\circ\text{C}$ à 50°C . Ils sont par conséquent de bons isolants thermiques.

L'utilisation d'un milieu granulaire sous vide est donc un procédé relativement facile à mettre en oeuvre pour réaliser de bonnes isolations thermiques.

Ce procédé a été étudié notamment pour améliorer l'isolation thermique aux basses températures (113). Nous pensons que le même procédé pourrait être utilisé pour réaliser des parois composites isolantes. Un des éléments de telles parois serait constitué d'une matière finement divisée pour ne pas être obligé de créer un vide trop poussé, peu onéreuse (sable), emprisonnée dans un support étanche. De plus, l'absence de fréquence propre et la faible densité d'un tel matériau divisé améliorerait les qualités acoustiques de ces parois composites.

DEUXIEME PARTIE

MESURE DE LA DIFFUSIVITE

THERMIQUE APPARENTE DES MILIEUX GRANULAIRES.

C H A P I T R E I

GENERALITES.

Bien que les matériaux granulaires soient de mauvais conducteurs de la chaleur et que leur inertie thermique soit importante, il est nécessaire actuellement de connaître leur diffusivité thermique.

Dans la première partie, nous avons affecté à un milieu granulaire déterminé, un coefficient de conductivité thermique apparent ; nous lui affectons maintenant une diffusivité thermique apparente égale par définition à la diffusivité thermique du solide homogène qui se comporte globalement comme lui au point de vue thermocinétique.

La méthode de mesure de λ_a en régime variable (première partie § III A/ 2)) peut également servir à mesurer la diffusivité thermique apparente. En effet, à partir de la formule III, on peut tirer :

$$a = \frac{r_1^2}{4t_1} \cdot e^{\theta_1(r_1, t_1) - \theta_i \frac{\text{Lnt}_2 - \text{Lnt}_1}{\theta_2(r_1, t_2) - \theta_1(r_1, t_1)}} + \gamma$$

Cependant, cette méthode ne nous paraît pas satisfaisante pour trois raisons. Tout d'abord, les durées expérimentales sont longues. Des mesures effectuées sur l'échantillon n° 4, dont nous reproduisons les résultats dans le tableau 10, ont demandé deux heures pour t_2 . Ensuite, l'imprécision sur la position du capteur de température à la distance $r_1 = 5$ mm de l'axe de la cellule de mesure est importante.

Enfin, cette méthode du cylindre ne permet pas de faire intervenir le paramètre de pression mécanique exercée sur la phase solide du milieu granulaire. En effet, le coefficient de frottement interne qui n'est jamais nul dans un tel milieu, empêche la pression mécanique de se répartir uniformément, d'autant plus que le volume de l'échantillon est important.

	p en torr	θ_m en °C	a en m ² /s
Echantillon			
n° 4	$1,2 \cdot 10^{-2}$	89	$4,3 \cdot 10^{-8}$
	11	71	$7,5 \cdot 10^{-8}$
Gaz inter-			
granulaire :	95	55	$7,7 \cdot 10^{-8}$
air	380	50	$9,0 \cdot 10^{-8}$
	760	45	$9,0 \cdot 10^{-8}$

Tableau 10 : valeurs de a . Durées expérimentales : 2 h.

Nous avons donc préféré adapter à notre problème la méthode du signal très bref ou méthode dite du flash. C'est PARKER (114) qui mit au point cette méthode déterminant pour la première fois et simultanément la conductivité thermique, la diffusivité thermique et la chaleur massique pour des métaux et alliages. Puis des modifications à la théorie de PARKER furent faites portant sur l'influence de la température et de la durée de l'impulsion thermique (115), tenant compte d'un coefficient d'échange thermique superficiel dans le cas de corps mauvais conducteurs de la chaleur (116), ainsi que des pertes de chaleur par la tranche de l'échantillon (80). WATT (117) proposa des solutions générales de l'équation de la chaleur en géométrie cylindrique dont les résultats de PARKER, CAPE et TAYLOR sont des cas particuliers. MACQUERON (118) améliora la technique expérimentale en utilisant un couple thermo-électrique de grand facteur de mérite. LARSON (119) fait des corrections dues à l'influence de la durée de l'impulsion thermique pour des échantillons très minces. DEGAS (82) utilise la méthode du flash pour mesurer la conductivité thermique de graphites nucléaires et du carbure de bore

jusqu'à 1 000°C. Il utilise un laser comme source d'excitation thermique ainsi que PEGGS (120). WEILBACHER (83) utilise la méthode du flash entre 1000°C et 3000°C pour des combustibles nucléaires. MURFIN (121) l'applique à des échantillons composés de deux couches accolées sans résistance thermique de contact. BEEDHAM (122) évalue les erreurs dues à un flash non uniforme, aux pertes par les faces de l'échantillon, à la conduction thermique par le support de l'échantillon. WALTER (123) utilise une impulsion électronique d'intensité et de durée réglée sur l'épaisseur et la diffusivité thermique de l'échantillon.

CHAPITRE II

TECHNIQUE ET APPAREILLAGE DE MESURE

DE a' POUR LES SOLIDES HOMOGÈNES.

A partir de la méthode du signal très bref, nous avons d'abord mis au point un appareillage permettant de mesurer la diffusivité thermique de solides homogènes isolants ou conducteurs de la chaleur. Cet appareillage, après avoir été testé, a subi les modifications nécessaires pour nous permettre de travailler sur des milieux granulaires.

Cette méthode du signal très bref consiste à appliquer une impulsion thermique de très courte durée sur une des faces de l'échantillon solide homogène disposé en lame mince, initialement isotherme. L'évolution dans le temps de la température de l'autre face permet de déterminer la diffusivité thermique de l'échantillon. Le principe de la chaîne expérimentale est représenté sur le schéma 20.

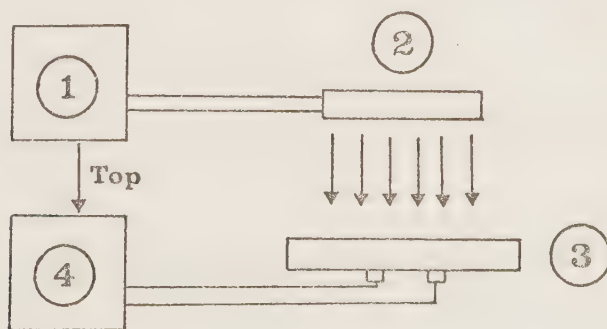


Schéma 20: Principe de la mesure de a' .

Une batterie de condensateurs (1) se décharge dans une lampe flash (2) dont le rayonnement thermique chauffe une face de l'échantillon (3), disposé dans une cellule de mesure. L'enregistreur (4) suit l'évolution de la température de l'autre face. Il est synchronisé avec la batterie de condensateurs par le système Top.

A/ ALIMENTATION DE LA LAMPE FLASH.

La lampe flash est un tube à éclats MAZDA type TE 1205, monté dans un déflecteur en tôle d'aluminium qui coulisse sur deux glissières verticales et l'amène en position correcte par rapport à l'échantillon. Le schéma 21 représente le système d'alimentation de la lampe flash.

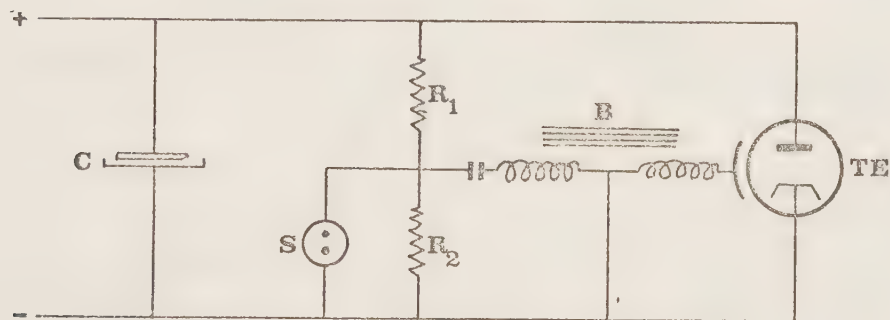


Schéma 21: Alimentation de la lampe flash .

- C condensateurs électrochimiques de 6 400 μ F
- B bobine d'amorçage
- S prise de synchronisation
- R_1 , R_2 résistances de charge et de décharge
- TE tube à éclats

B/ CELLULE DE MESURE. (voir le schéma 22)

Trois vis de pression à extrémité conique, disposées à 120° maintiennent l'échantillon (1), de façon à minimiser les transferts de chaleur qui se produisent entre lui et le porte-échantillon (2).

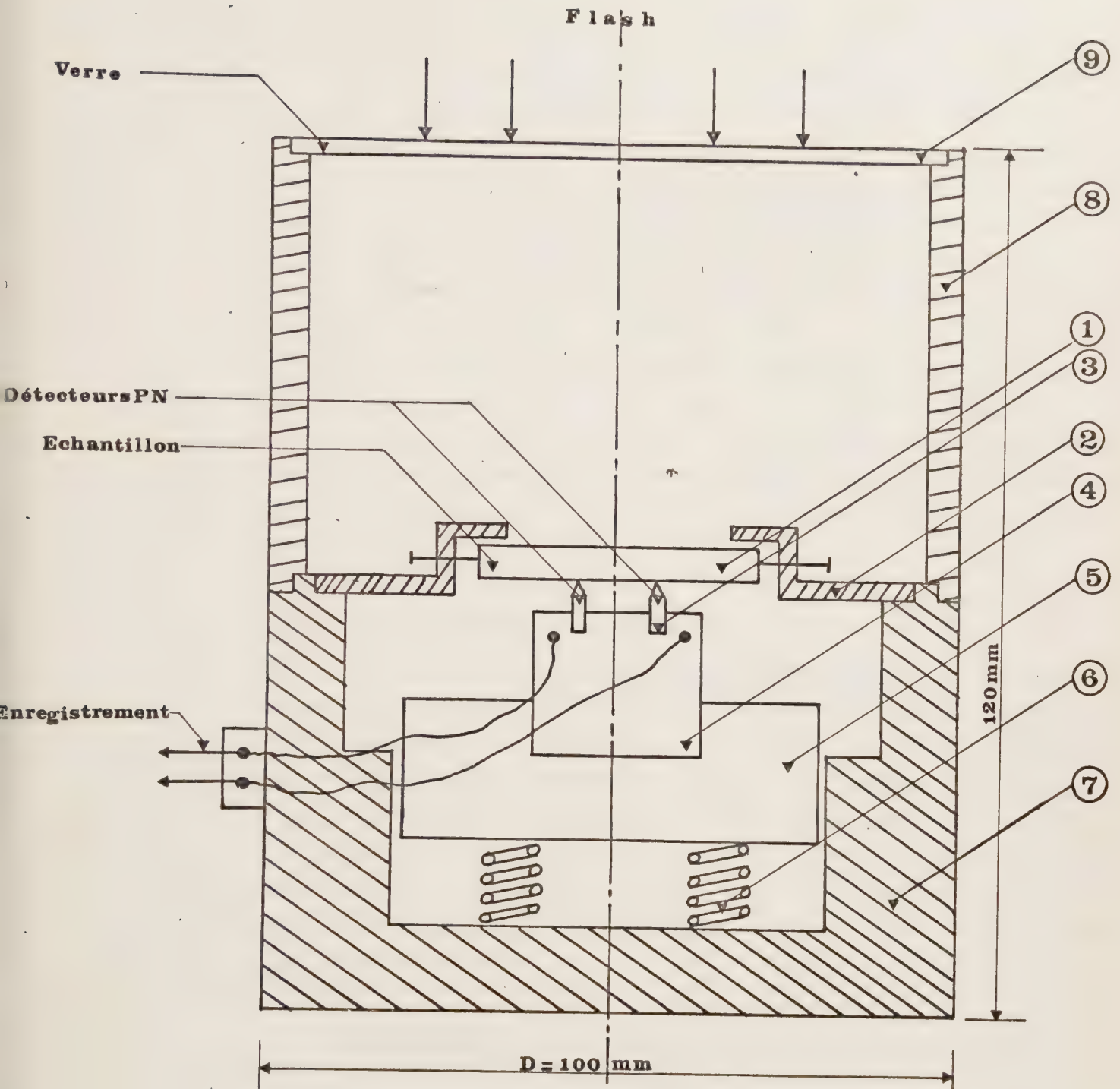


Schéma 22: Cellule de mesure.

- | | |
|--------------------------------|----------------------------------|
| ① Echantillon | ⑥ Ressorts de compression |
| ② Porte-échantillon: duralumin | ⑦ Boîtier cylindrique: duralumin |
| ③ Détecteurs de température | ⑧ Couvercle: duralumin |
| ④ Puits de chaleur: cuivre | ⑨ Lame de verre |
| ⑤ Bloc support : ascodur | |

Trois vis d'assemblage disposées elles-aussi à 120° maintiennent le porte-échantillon sur le boîtier cylindrique (7) . Les ressorts de compression (6) plaquent les détecteurs de température (3) sur la face inférieure de l'échantillon, de telle sorte qu'ils forment un thermocouple permettant de mesurer sa température. Ces détecteurs sont constitués par deux plaquettes semi-conductrices de tellurure de bismuth Bi_2Te_3 dopé p et n et réalisent un thermocouple de sensibilité $350 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ à 25°C . Ils sont maintenus par deux mâchoires massives (4) en cuivre. Celles-ci jouent le rôle d'une source froide en absorbant et en évacuant la chaleur transmise par conduction dans les détecteurs. Ces mâchoires sont isolées électriquement entre elles par une colle bonne conductrice de la chaleur. Le couvercle (8) et la lame de verre (9) maintiennent l'échantillon en vase clos, évitent l'influence des mouvements d'air et permettent d'obtenir des coefficients d'échanges thermiques superficiels, identiques sur les deux faces de l'échantillon.

C/ ENREGISTREMENT DES TEMPERATURES.

Pour les échantillons mauvais conducteurs de la chaleur, nous utilisons un enregistreur SEFRAM type GRAPHIRAC à deux voies dont les temps de réponse correspondant aux calibres utilisés varient entre 0,30 et 0,39s. Pour les échantillons bons conducteurs de la chaleur, nous utilisons un oscillographe enregistreur galvanométrique CEC type 5-124 qui peut suivre des phénomènes ayant une fréquence de 50 Hz et dont la base de temps permet d'apprécier très facilement le 1/100 de seconde. Le signal est alors amplifié à l'aide d'un amplificateur opérationnel miniature ayant un gain maximum de 400.

D/ DESCRIPTION DES ECHANTILLONS.

Echantillon n° 1 :

Il s'agit d'un échantillon rectangulaire d'Alumine DEGUSSIT AL 23.

- nature : oxyde d'aluminium fritté contenant plus de 99,5 %
de Al_2O_3
- densité apparente : 3,8
- coefficient de conductivité thermique : $5,8 \text{ W/m.}^\circ\text{C}$

Echantillon n° 2 :

Plaques circulaires de fibrociment toutes découpées dans le même échantillon initial :

:	:	:	:
:	Epaisseurs : e	:	Diamètres : D
:	en mm	:	en mm
:	:	:	:
:	2,0	:	70
:	2,0	:	50
:	3,0	:	75
:	3,0	:	60
:	3,0	:	40
:	4,0	:	75
:	4,0	:	60
:	:	:	:

Echantillon n° 3 :

Plaques circulaires d'afcodur toutes découpées dans le même échantillon initial :

:	:	:	:	:
:	Epaisseurs : e	:	Diamètres :	:
:	en mm	:	D en mm	:
:	:	:	:	:
:	0,75	:	30	:
:	1,0	:	30	:
:	1,5	:	30	:
:	1,0	:	40	:
:	1,3	:	40	:
:	2,0	:	40	:
:	:	:	:	:
:	:	:	:	:

CHAPITRE III

MISE AU POINT DE L'APPAREILLAGE

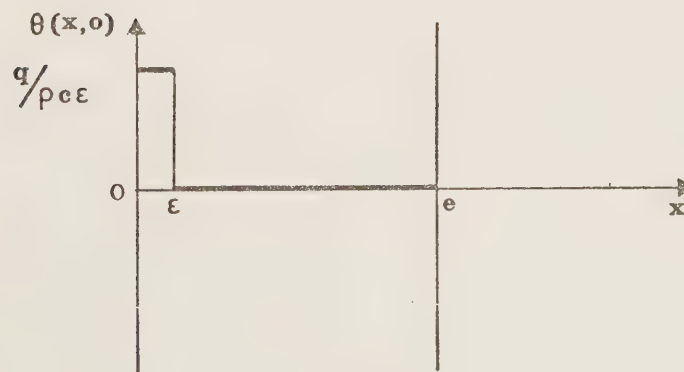
SUR DES SOLIDES HOMOGENES.

A/ THEORIE.

1) Position du problème.

Il s'agit de déterminer mathématiquement l'évolution de la température $\theta(x,t)$ de la face arrière de l'échantillon d'épaisseur e , de conductivité thermique λ , de diffusivité thermique a , en fonction du temps t . L'échantillon est homogène ; son épaisseur est très petite devant son diamètre et on néglige les pertes de chaleur latérales : les surfaces isothermes sont des plans. On suppose que, initialement, toute l'énergie q absorbée par unité de surface de l'échantillon, sous l'effet du tube à éclats, chauffe instantanément une tranche d'épaisseur ϵ à la température uniforme :

$$\theta(x, 0) = \frac{q}{\rho c \epsilon} \quad , \rho c \text{ étant la chaleur volumique de l'échantillon, et que partout ailleurs la température exprimée en } ^\circ\text{C} \text{ est nulle.}$$



2) Méthode de J. FAURE (116).

a) Cas des isolants thermiques.

Lorsque l'échantillon est un bon isolant thermique, le temps expérimental est assez long et après l'instant initial, il y a échange superficiel de chaleur avec l'extérieur par les deux faces de l'échantillon. La mise en équation de ce problème proposée par J. FAURE est la suivante :

$$\begin{array}{l} \text{Equation de} \\ \text{la chaleur} \end{array} \quad a' \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad 0 \leq x \leq e$$

$$\begin{array}{l} \text{Conditions} \\ \text{aux limites} \end{array} \quad \left[\begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{h}{\lambda} \theta \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{h}{\lambda} \theta \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} x = 0 \\ x = e \end{array} \quad \text{XV}$$

$$\begin{array}{l} \text{Conditions} \\ \text{initiales} \end{array} \quad \left[\begin{array}{l} \theta(x, 0) = \frac{q}{\rho c e} \\ \theta(x, 0) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} 0 \leq x \leq e \\ e < x \leq e \end{array}$$

h est le coefficient d'échange thermique superficiel commun aux deux faces de l'échantillon. Une solution du système XV et le dépouillement de la courbe $\theta(e, t)$ permettent de déterminer la diffusivité thermique a' par la formule :

$$a' = \frac{e^2}{\pi^2} \left[\frac{\ln(1 - \alpha_1) - \ln(1 - \alpha_2)}{t\alpha_2 - t\alpha_1} - \frac{b}{y_0} \right] \quad \text{XVI}$$

où $b, y_0, t\alpha_1$ et $t\alpha_2$ sont représentés sur la figure 23.

J. FAURE propose d'utiliser les valeurs $\alpha_1 = 3/4$ et $\alpha_2 = 1/2$. La formule XVI s'écrit alors :

$$a' = \frac{e^2}{\pi^2} \left[\frac{0,69}{t_{3/4} - t_{1/2}} - \frac{b}{y_0} \right] \quad \text{XVII}$$

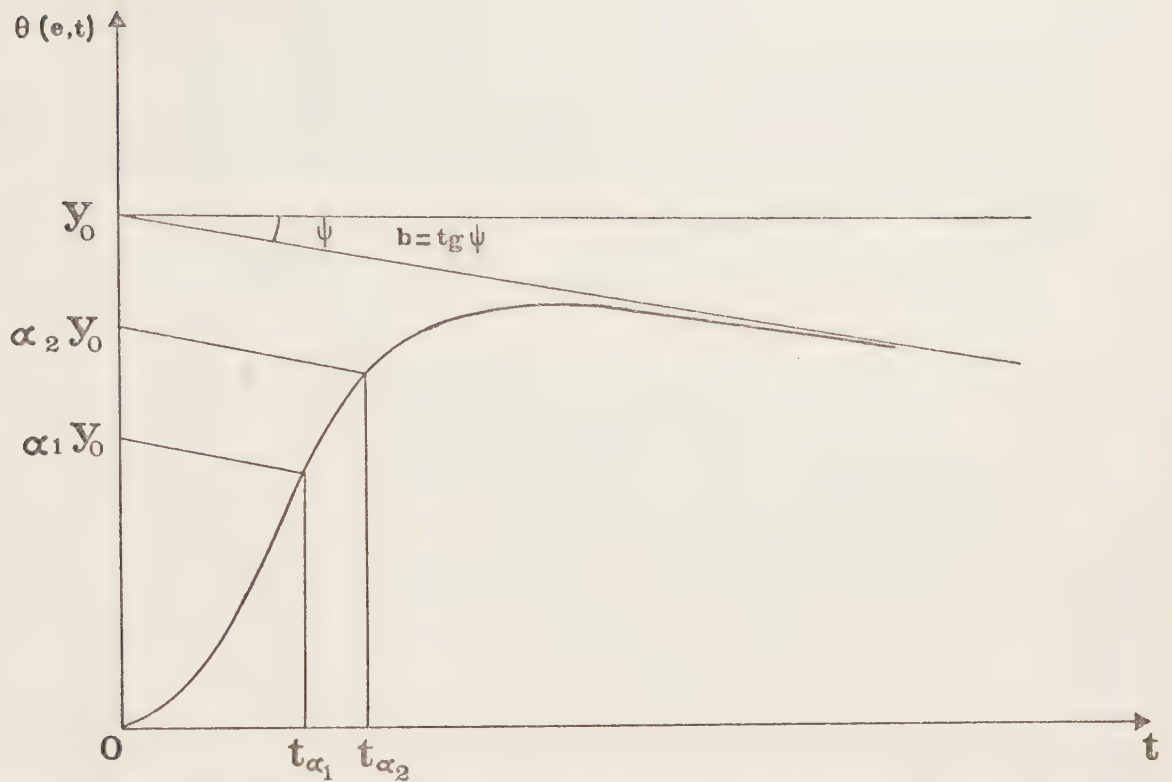


Figure 23: Dépouillement d'une courbe expérimentale $\theta(e, t)$ par la méthode de J. FAURE dans le cas des corps isolants.

b) Cas des conducteurs de la chaleur.

Dans ce cas, J. FAURE considère que le coefficient d'échange superficiel h des deux faces de l'échantillon est nul. Le dépouillement de la courbe $\theta(e, t)$ est représenté sur la figure 24 et a' est donné par :

$$a' = \frac{1,38 e^2}{\pi^2 t_{1/2}} \quad \text{XVIII}$$

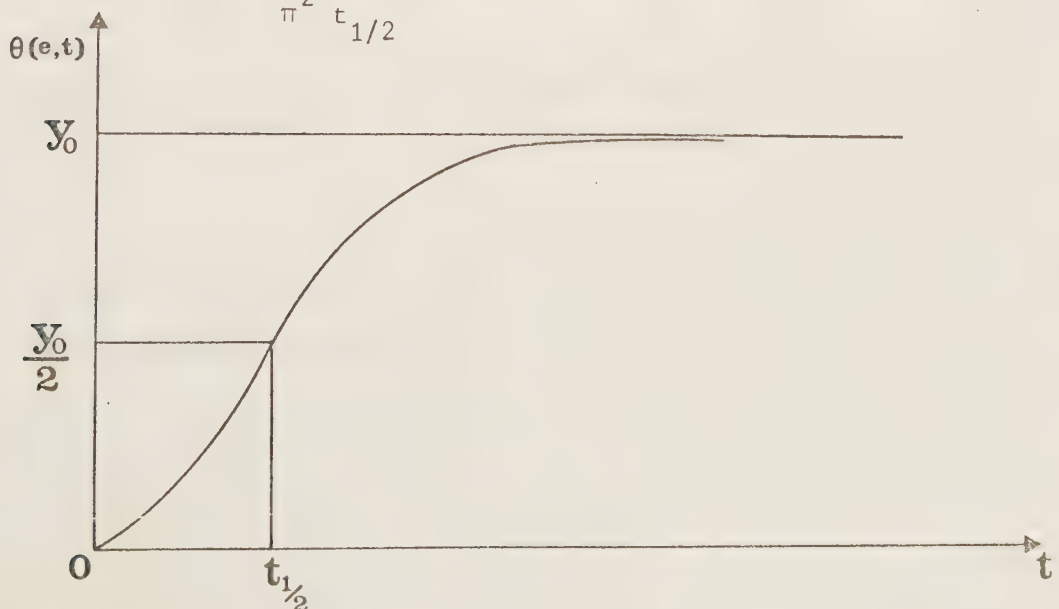


Figure 24: Dépouillement de $\theta(e, t)$ par la méthode de J. FAURE dans le cas des corps conducteurs.

3) Autre méthode. (124)

Nous avons mis au point une autre méthode de dépouillement de la courbe $\theta(e, t)$ pour calculer la diffusivité thermique de l'échantillon. Le système XV admet une solution :

$$\theta(e, t) = \frac{2 q}{\rho c e} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n^2}{u_n^2 + Nu^2 + 2Nu} \left[\frac{Nu}{u_n} \cos u_n \cdot \sin u_n \right] e^{-\frac{a'}{2} u_n^2 t} \quad \text{XIX}$$

$Nu = \frac{he}{\lambda}$ est le nombre de NUSSELT

u_n est solution de l'équation $\operatorname{tg} u_n = \frac{2 u_n \cdot Nu}{u_n^2 - Nu^2}$

La figure 25 représente le mode de dépouillement proposé.

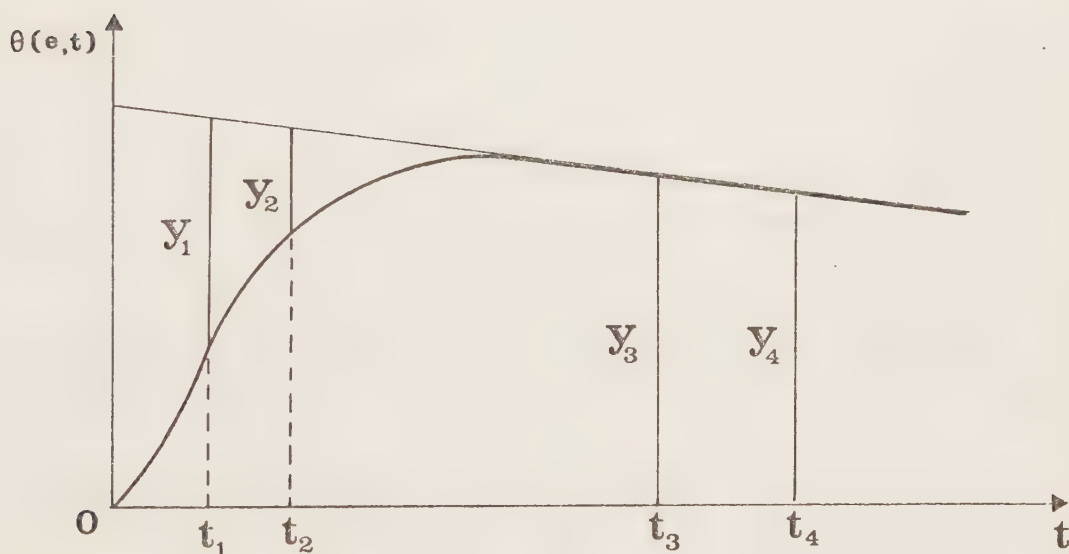


Figure 25: Dépouillement de $\theta(e, t)$ pour le calcul de a' dans le cas des corps isolants.

Dans l'intervalle (t_1, t_2) , on prendra les deux premiers termes de la série XIX ; dans l'intervalle (t_3, t_4) , on ne prendra que le premier terme de cette série.

Nous avons alors :

$$u_o^2 = \frac{e^2}{a'} - \frac{1}{t_4 - t_3} \operatorname{Ln} \frac{y_3}{y_4}$$

$$u_1^2 = \frac{e^2}{a'} - \frac{1}{t_2 - t_1} \operatorname{Ln} \frac{y_1}{y_2}$$

$$g_1^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \operatorname{Ln} \frac{y_1}{y_2}$$

$$g_2^2 = \frac{1}{t_4 - t_3} \operatorname{Ln} \frac{y_3}{y_4}$$

$$\frac{g_1}{g_2} = m$$

$$\operatorname{tg} m z \cdot \operatorname{tg} z = -m$$

$$a' = \frac{\lambda}{\rho c} = \left[\frac{e g_2}{2 z} \right]^2$$

Les mesures de t_1 , t_2 , t_3 , t_4 , y_1 , y_2 , y_3 , y_4 sur la courbe expérimentale $\theta(e, t)$ permettent donc de calculer g_1 , g_2 , puis m , z et a' .

B/ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSIONS.

Nous avons fait des mesures sur les échantillons décrits au § II D/, et dépouillé les courbes $\theta(e, t)$ à l'aide des deux méthodes précédentes. Des programmes de calcul ont été mis au point pour chacune d'elles et tous les calculs ont été faits sur ordinateur IBM 1130.

Nous avons constaté une bonne concordance entre les deux méthodes et trouvé, pour les différents échantillons, les valeurs communément admises dans la littérature. Cependant, nous avons constaté pour l'afcodur et le fibrociment une certaine dispersion des résultats et ceci par les deux méthodes. En effet, nous avons trouvé les valeurs de la diffusivité thermique, croissantes avec le diamètre de l'échantillon

d'une part, et avec son épaisseur d'autre part. Nous expliquons cette dispersion à l'aide des considérations suivantes :

- les pertes de chaleur latérales déforment les surfaces isothermes qui ne sont pas parfaitement planes.

- les deux détecteurs de température constituent en fait, un pont thermique entre l'échantillon et les mâchoires de cuivre.

- les mâchoires de cuivre ont une température qui augmente légèrement au cours des expériences car elles n'évacuent pas complètement la chaleur. Ceci entraîne que la température de soudure froide du thermocouple que constituent les deux détecteurs est variable.

- les résistances thermiques de contact entre les détecteurs de température et les mâchoires de cuivre ne sont pas négligeables.

- les expériences étant de très courte durée (quelques secondes), l'imprécision sur la mesure des temps peut être importante.

- l'absorption du rayonnement thermique se produit non pas uniquement au voisinage d'une face, mais dans toute la masse de l'échantillon. Ceci est particulièrement vrai pour les échantillons d'alumine et d'afcodur qui sont légèrement translucides.

Nous avons alors mis au point une chaîne de mesures plus élaborée, afin de pouvoir traiter les milieux granulaires avec les meilleures chances de succès (voir § IV B/).

CHAPITRE IV

TECHNIQUE ET APPAREILLAGE DE MESURE

DE a SUR DES MILIEUX GRANULAIRES.

A/ DESCRIPTION DU BLOC ECHANTILLON.

Le milieu granulaire (1) est disposé entre deux plaques-support circulaires (2) et maintenu latéralement par un tore de caoutchouc de section carrée (3). Les blocs de serrage (4) permettent de rapprocher légèrement les plaques métalliques, afin d'assurer un bon contact thermique entre elles et le milieu granulaire. Un jeu de 0,2 mm ménagé entre les blocs de serrage permet d'obtenir ce contact, sans toutefois trop comprimer le milieu granulaire. Lorsque les deux blocs de serrage sont en contact, le milieu granulaire est disposé en lame à faces bien parallèles, aux dimensions géométriques bien définies.

Ce bloc échantillon est maintenu par le porte-échantillon (2), comme indiqué sur le schéma 22.

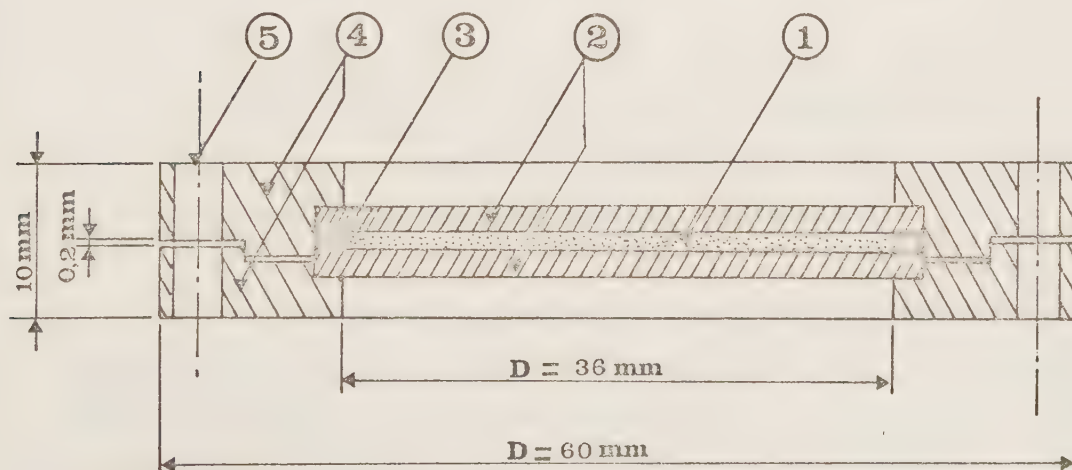


Schéma 26: Bloc échantillon.

- | | |
|---------------------------------|---------------------------------|
| (1) Milieu granulaire | (4) Blocs de serrage en aluodur |
| (2) Plaques-support métalliques | (5) 6 Vis de serrage |
| (3) Tore en caoutchouc 2x2 | |

B/ MODIFICATIONS DE LA CHAÎNE DE MESURE UTILISÉE POUR LES SOLIDES.
HOMOGENES.

Pour affaiblir les variations de la température des mâchoires de cuivre, on a augmenté leur capacité calorifique en accroissant leur volume.

Les résistances thermiques de contact entre les détecteurs de température et les mâchoires de cuivre ont été diminuées par un serrage approprié.

La surface de contact entre les détecteurs et l'échantillon a été diminuée par un biseautage correct.

C/ CONDITIONS EXPERIMENTALES, DESCRIPTION DES ECHANTILLONS ET DES
PLAQUES-SUPPORT.

Deux sortes de plaques-support ont été utilisées :

- plaques-support en cuivre d'épaisseur $e' = 1,90$ mm.
- plaques-support en acier inoxydable 18-8 type 304, d'épaisseur $e' = 1,85$ mm.

Pour chaque métal, les deux plaques-support ont un diamètre de 40 mm, sont parfaitement identiques et sont usinées dans le même bloc initial.

Les mesures ont d'abord été faites à titre d'essai et de mise au point sur les échantillons n^{os} 2, 3, 4 décrits dans la première partie au § II C/. Puis à titre d'application, nous avons fait des mesures sur différents matériaux naturels décrits au § VI D/.

L'échantillon est déposé avec une spatule sur la plaque-support inférieure, dans l'espace ménagé par le tore en caoutchouc, puis arasé à sa partie supérieure (voir schéma 26). Nous disposons ensuite la plaque-support supérieure et lorsque le léger serrage est réalisé, nous obtenons une lame d'environ 1,9 mm d'épaisseur. Le gaz intergranulaire

est l'air à la pression atmosphérique et la température moyenne de l'échantillon, au cours de l'expérience est supérieure de quelques degrés à la température ambiante.

CHAPITRE V

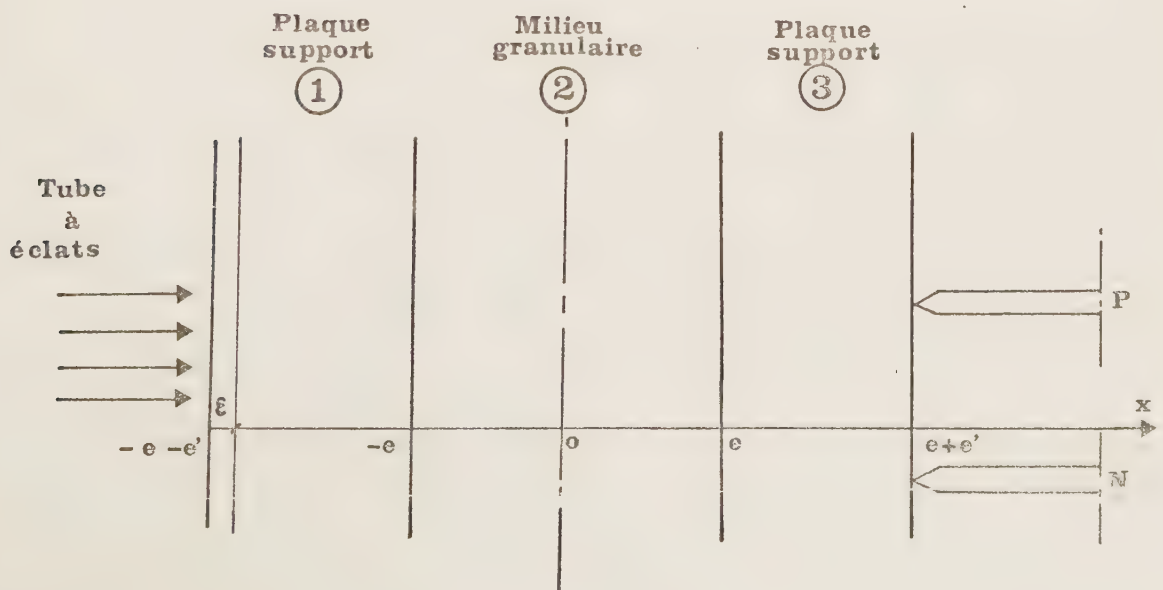
THEORIE DE LA DETERMINATION DE a POUR LES MILIEUX GRANULAIRES.

A/ MODELE MATHEMATIQUE ET RECHERCHE DE SOLUTIONS PARTICULIERES.

1) Recherche théorique de solutions sous forme de séries.

Il est évident que les deux plaques-support qui maintiennent le milieu granulaire en lame parallèle perturbent les mesures. En effet, les deux détecteurs de tellure de bismuth mesurent la température d'une des faces d'une plaque-support, tandis que l'autre plaque joue le rôle d'écran entre le tube à éclats et l'échantillon. Nous avons donc fait une étude mathématique complète, afin de pouvoir dépouiller les courbes expérimentales obtenues.

Le modèle mathématique utilisé est plan avec trois murs en série.



Notations :

grandeurs physiques	plaques-support 1 et 3	milieu granulaire 2
diffusivité thermique	a'	a
coefficient de conduc- tivité thermique	λ'	λ_a
masse volumique	ρ'	ρ
chaleur massique	c'	c
épaisseur	e'	$2e$
température	$\theta_1(x,t)$ et $\theta_3(x,t)$	$\theta_2(x,t)$

h' : coefficient d'échange thermique superficiel entre les plaques
① et ③ et le milieu ambiant.

q : quantité de chaleur absorbée initialement par unité de surface
de la plaque ① sous l'effet du rayonnement thermique du tube
à éclats. Nous supposons qu'elle sert à élever instantanément une tran-
che de très faible épaisseur ϵ de la plaque-support ①, à la
température uniforme $\theta_1(x,0) = \frac{q}{\rho' c' e}$.

Les équations du problème sont les suivantes :

- transmission de la chaleur dans les trois milieux :

$$a' \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} = \frac{\partial \theta_1}{\partial t} \quad -e - e' \leq x \leq -e$$

$$a \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} = \frac{\partial \theta_2}{\partial t} \quad -e < x \leq e$$

$$a' \frac{\partial^2 \theta_3}{\partial x^2} = \frac{\partial \theta_3}{\partial t} \quad e < x \leq e + e'$$

- conditions initiales :

$$\theta_1(x,0) = \frac{q}{\rho' c' e} \quad -e-e' \leq x \leq -e-e' + e$$

$$\theta_1(x,0) = 0 \quad -e-e' + e < x \leq -e$$

$$\theta_2(x,0) = 0 \quad -e \leq x \leq +e$$

$$\theta_3(x,0) = 0 \quad e \leq x \leq e + e'$$

- conditions aux limites :

$$\lambda' \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = h' \theta_1(x,t) \quad x = -e - e' \quad \forall t$$

$$- \lambda' \frac{\partial \theta_3}{\partial x} = h' \theta_3(x,t) \quad x = e + e' \quad \forall t$$

Le milieu granulaire ayant une faible diffusivité thermique, les temps expérimentaux sont en effet suffisamment longs (plusieurs minutes), pour que les plaques-support échangent de la chaleur avec l'extérieur. Nous introduisons donc dans les calculs leur coefficient d'échange thermique h' qui n'est pas nul.

- continuité des flux de chaleur aux interfaces :

$$\lambda' \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = \lambda_a \frac{\partial \theta_2}{\partial x} \quad x = -e \quad \forall t$$

$$\lambda_a \frac{\partial \theta_2}{\partial x} = \lambda' \frac{\partial \theta_3}{\partial x} \quad x = e \quad \forall t$$

- continuité des températures aux interfaces :

$$\theta_1(-e,t) = \theta_2(-e,t) \quad \forall t$$

$$\theta_2(e,t) = \theta_3(e,t) \quad \forall t$$

Il aurait été très difficile d'introduire dans les calculs les résistances thermiques de contact qui existent entre l'échantillon et les plaques-support. Aussi nous n'en tiendrons pas compte. Nous pensons que si l'échantillon est correctement serré entre les plaques-support, cette simplification est d'autant plus justifiée que le milieu granulaire est fin.

Cherchons des solutions particulières de la forme:

$$\theta_i(x,t) = [A_{in} \cos \omega_{in} x + B_{in} \sin \omega_{in} x] e^{-\omega_{in}^2 a_i t} \quad \text{XX}$$

$$i = 1, 2, 3$$

$$a_1 = a_3 = a'$$

$$a_2 = a$$

Les conditions de continuité de température aux interfaces entraînent tout d'abord :

$$\begin{cases} \omega_{1n} = \omega_{3n} \\ a' \omega_{1n}^2 = a \omega_{2n}^2 \end{cases} \quad \forall n \quad \text{XXI}$$

A l'aide des solutions particulières que nous avons choisies, exprimons maintenant les différentes équations du problème, sauf celles des conditions initiales. Nous obtenons les six équations suivantes :

$$\lambda' [A_{1n} \omega_{1n} \sin \omega_{1n} (e+e') + B_{1n} \omega_{1n} \cos \omega_{1n} (e+e')] = h' [A_{1n} \cos \omega_{1n} (e+e') - B_{1n} \sin \omega_{1n} (e+e')]$$

$$\lambda' [-A_{3n} \omega_{1n} \sin \omega_{1n} (e+e') + B_{3n} \omega_{1n} \cos \omega_{1n} (e+e')] = h' [A_{3n} \cos \omega_{1n} (e+e') + B_{3n} \sin \omega_{1n} (e+e')]$$

$$\lambda' [A_{1n} \omega_{1n} \sin \omega_{1n} e + B_{1n} \omega_{1n} \cos \omega_{1n} e] = \lambda_a [A_{2n} \omega_{2n} \sin \omega_{2n} e + B_{2n} \omega_{2n} \cos \omega_{2n} e]$$

$$\lambda' [-A_{3n} \omega_{1n} \sin \omega_{1n} e + B_{3n} \omega_{1n} \cos \omega_{1n} e] = \lambda_a [-A_{2n} \omega_{2n} \sin \omega_{2n} e + B_{2n} \omega_{2n} \cos \omega_{2n} e]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{1n} \cos \omega_{1n} e - B_{1n} \sin \omega_{1n} e = A_{2n} \cos \omega_{2n} e - B_{2n} \sin \omega_{2n} e \\ A_{3n} \cos \omega_{1n} e + B_{3n} \sin \omega_{1n} e = A_{2n} \cos \omega_{2n} e + B_{2n} \sin \omega_{2n} e \end{array} \right.$$

Ce système linéaire est homogène, quel que soit n fixé pour les six inconnues A_{in} et B_{in} ($i = 1, 2, 3$). Il admettra une solution autre que la solution banale, si le déterminant de ses coefficients est nul, c'est à dire, si :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\lambda' \omega_{1n}}{\lambda_a \omega_{2n}} \operatorname{tg} \omega_{2n} e = \frac{\lambda' \omega_{1n} + h' \operatorname{tg} \omega_{1n} e'}{\lambda' \omega_{1n} \cdot \operatorname{tg} \omega_{1n} e' - h'} \\ - \frac{\lambda' \omega_{1n}}{\lambda_a \omega_{2n}} \operatorname{cotg} \omega_{2n} e = \frac{\lambda' \omega_{1n} + h' \operatorname{tg} \omega_{1n} e'}{\lambda' \omega_{1n} \cdot \operatorname{tg} \omega_{1n} e' - h'} \end{array} \right. \quad \text{XXII}$$

2) Une impossibilité fondamentale.

On peut alors exprimer A_{3n} et B_{3n} en fonction de A_{1n} et la suite du calcul consisterait à utiliser les conditions initiales pour déterminer les A_{1n} en développant $\theta_1(x,0)$ en série de FOURIER, sur un segment fondamental judicieusement choisi. Or une impossibilité fondamentale nous interdit ici de procéder de cette façon. En effet, les équations transcendantes XXII auxquelles il faut adjoindre les relations XXI, ne donnent pas des valeurs de ω_{1n} strictement en progression arithmétique. Les ω_{1n} sont presque en progression arithmétique à partir d'un certain rang ; mais comme dans la pratique des calculs, on ne conserve que les premiers termes de la série, là où justement les erreurs sont maximales, nous proposons une méthode de résolution différente.

3) Considérations d'ordre physique permettant de mettre en évidence deux solutions particulières.

a) Hypothèses simplificatrices.

Les équations transcendantes XXII se simplifient si l'on fait les remarques suivantes :

- La quantité, a' est très grande devant a (cent fois environ).
La deuxième relation XXI indique alors que ω_{1n} est petit devant ω_{2n} (dix fois environ) de telle sorte que l'on pourra remplacer $\text{tg } \omega_{1n} e'$ par $\omega_{1n} e'$.

- Le nombre de NUSSELT $\frac{h'e'}{\lambda'}$ des deux plaques-support est très petit devant l'unité.

Ces simplifications qui ne peuvent être faites qu'a posteriori à partir des résultats expérimentaux seront justifiées au § VI B/.

On obtient alors des équations simplifiées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\text{tg } \omega_{2n} e}{\lambda' \omega_{2n}} = \frac{1}{\lambda' \omega_{1n}^2 e' - h'} \\ - \frac{\text{cotg } \omega_{2n} e}{\lambda' \omega_{2n}} = \frac{1}{\lambda' \omega_{1n}^2 e' - h'} \end{array} \right. \quad \text{XXIII}$$

$$\text{avec } a' \omega_{1n}^2 = a \omega_{2n}^2$$

b) Hypothèses liées à la forme des courbes expérimentales.

Les courbes expérimentales $\theta_3(e+e', t)$ enregistrées ont toujours l'allure représentée par la figure 27.

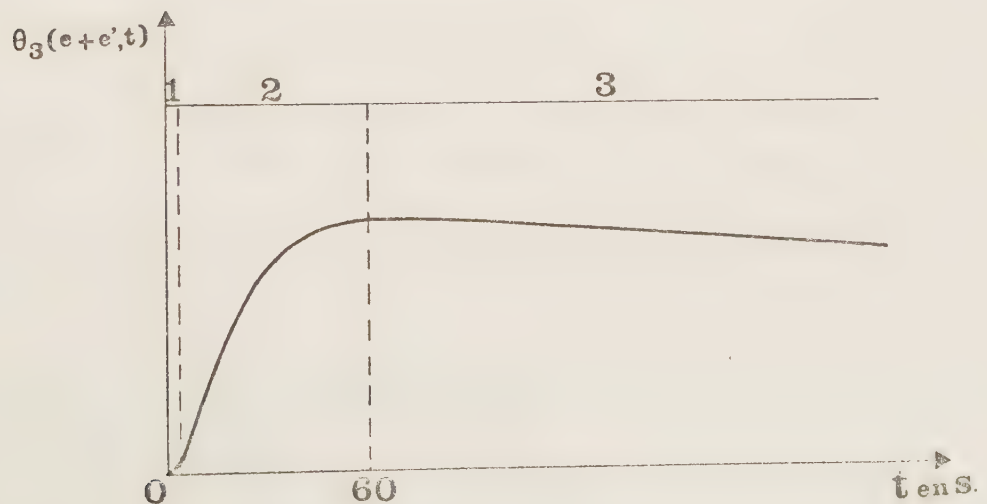


Figure 27: Allure générale des courbes expérimentales $\theta_3(e+e', t)$ pour les milieux granulaires.

Sur ces courbes, il existe trois zones.

Zone 1 : Petit décrochement à concavité tournée vers les températures croissantes. Cette zone extrêmement petite est négligeable dans la pratique du dépouillement des courbes.

Zone 2 : Montée en température relativement accentuée.

Zone 3 : Décroissance de la température lente et pratiquement linéaire.

De cette allure, nous déduisons tout d'abord que, si h' est petit à cause de la décroissance lente, il n'est certainement pas nul. Notons au passage que s'il est éventuellement justifié physiquement de prendre $h' = 0$, la théorie des calculs peut être néanmoins faussée et notamment l'impossibilité fondamentale évoquée au § V A/ 2) peut être alors cachée.

Nous en déduisons ensuite que $\theta_3 (e+e', t)$ peut être représenté par une somme de deux exponentielles à coefficients négatifs de la forme :

$$\theta_3 (e+e', t) = k_1 e^{-\beta t} - k_2 e^{-\gamma t}$$

$$\text{avec : } \theta_3 (e+e', 0) = 0$$

$$\text{et : } \theta_3 (e+e', \infty) = 0$$

β et γ sont différents de zéro puisque h' est non nul.

Dans ces conditions, $k_1 = k_2 = \alpha$, et

$$\theta_3 (e+e', t) = \alpha (e^{-\beta t} - e^{-\gamma t}) \quad \text{XXIV}$$

La première exponentielle représente alors la partie décroissante de la courbe expérimentale et la deuxième exponentielle en représente la partie croissante. Par conséquent, β est très petit devant γ .

Quant à α , c'est un coefficient de proportionnalité qui dépend de :

- toutes les grandeurs physiques qui interviennent dans ce problème.

- toute la chaîne de mesure, et en particulier des sensibilités des détecteurs de température et de l'enregistreur SEFRAM type GRAPHIRAC.

Il n'est pas utile de connaître α . En effet, pour une courbe expérimentale donnée, les paramètres du problème sont constants d'une part, la chaîne de mesure linéaire d'autre part. Le coefficient α est alors une constante et disparaît dans les calculs.

Si l'on compare enfin les relations XX et XXIV, on voit de plus que β et γ sont deux valeurs particulières de $a'\omega_{1n}^2$ ou $a\omega_{2n}^2$ et doivent par conséquent satisfaire XXIII.

B/ DETERMINATION DE β ET γ : PRATIQUE DU DEPOUILLEMENT DES COURBES $\theta_3(e+e', t)$.

Une courbe expérimentale quelconque est entièrement définie, à une affinité orthogonale près par les deux paramètres β et γ . Donc inversement, on peut déterminer les valeurs de β et γ correspondant à une courbe expérimentale quelconque.

Les calculs montrent que β et γ peuvent être obtenus avec les formules XXV.

$$\beta = \frac{y_{2m} - [y_{2m}^2 - 4MN \cdot y_m]^{1/2}}{2y_m t_1} \quad \text{XXV}$$

$$\gamma = \frac{y_{2m} + [y_{2m}^2 - 4MN \cdot y_m]^{1/2}}{2y_m t_1}$$

dans lesquelles les quantités apparaissant aux seconds membres sont reportées sur la figure 28 qui représente le dépouillement graphique d'une courbe expérimentale.

Les graphes des fonctions $\theta_3(e + e', t) = \alpha(e^{-\beta t} - e^{-\gamma t})$ ont l'abscisse de leur point d'inflexion égale au double de l'abscisse de leur maximum quels que soient α , β , γ constants. Nous vérifions bien ce fait sur les courbes expérimentales ce qui confirme le choix de leur formulation théorique. Cette remarque facilite le dépouillement graphique en permettant de déterminer avec précision la position du point d'inflexion sur la courbe

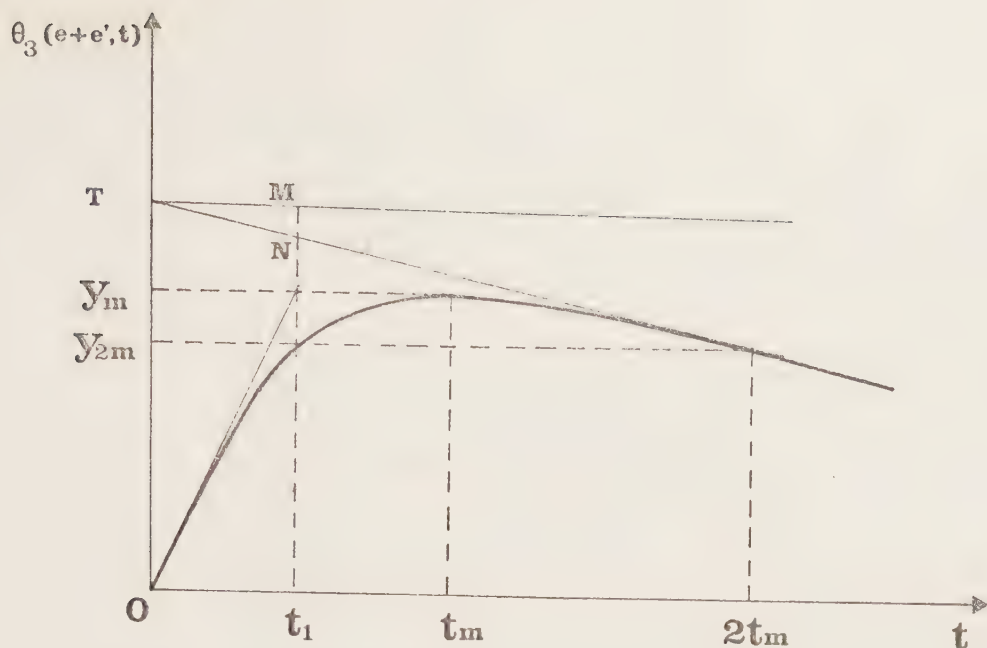


Figure 28 : Dépouillement graphique, détermination de β et γ pour une courbe expérimentale.

t_m est l'abscisse du maximum, y_m est son ordonnée.

$2t_m$ est l'abscisse du point d'inflexion, y_{2m} est son ordonnée.

t_1 est l'abscisse de l'intersection de la tangente à l'origine avec la parallèle à l'axe des temps passant par le maximum.

MN est obtenu de la façon suivante :

On trace la tangente au point d'inflexion qui coupe l'axe des températures en T. En T, on trace la parallèle à l'axe des temps. MN est le segment découpé sur ces deux droites par la droite d'équation $t = t_1$.

C/ EXPLOITATION DES RESULTATS DU DEPOUILLEMENT GRAPHIQUE.

On sait que β et γ sont deux valeurs particulières de $a'\omega_{1n}^2$ et $a\omega_{2n}^2$ et doivent par conséquent vérifier les équations XXIII. Une étude de ces deux équations montre que :

- leurs racines ω_{1n} et ω_{2n} s'excluent mutuellement.
- la deuxième équation admet la plus petite racine positive en ω_{2n} .

Par conséquent, $\gamma = a'\omega_{12}^2 = a\omega_{22}^2$ devra satisfaire la première équation et $\beta = a'\omega_{11}^2 = a\omega_{21}^2$ devra satisfaire la deuxième.

Nous obtenons alors les formules :

$$h' = \beta \frac{\lambda' e'}{a'} + \lambda_a \left[\frac{\beta}{a} \right]^{1/2} \cdot \operatorname{tg} \left[\frac{\beta}{a} \right]^{1/2} e$$

XXVI

$$h' = \gamma \frac{\lambda' e'}{a'} - \lambda_a \cdot \left[\frac{\gamma}{a} \right]^{1/2} \cdot \operatorname{cotg} \left[\frac{\gamma}{a} \right]^{1/2} e$$

qui vont permettre de déterminer a .

1) Différents procédés de calcul.

Dans les formules XXVI, nous connaissons β , γ , λ' , e' , a' . Le nombre des inconnues (h' , λ_a , a) dépasse le nombre de relations. Une première possibilité consiste à éliminer h' entre ces deux relations, à prendre les valeurs de λ_a obtenues dans nos expériences précédentes (première partie § IV A/ 1)), et à calculer a . Ce procédé est discutable car dans la première partie nous avons utilisé une méthode expérimentale pour mesurer λ_a tout à fait différente de celle qui est proposée dans la deuxième partie pour mesurer a . La température des échantillons, leur porosité, leur humidité sont pratiquement impossibles à reproduire d'une méthode à l'autre et on sait qu'ils peuvent faire varier λ_a dans des proportions non négligeables.

Il est plus satisfaisant de déterminer λ_a et a simultanément. La deuxième possibilité consiste donc à déterminer d'abord l'inconnue supplémentaire h' . h' n'est pas nul, et nous remarquons que $h' = 0$ entraînerait $\beta = 0$ (voir la première formule XXVI) ; il resterait alors une seule relation pour deux inconnues et nous aurions la même difficulté.

2) Difficultés liées à la détermination de l'inconnue supplémentaire h' .

Des méthodes de mesures directes permettant d'appréhender h' (125) (126) auraient alourdi le montage expérimental et compliqué la théorie.

Nous avons d'abord envisagé de déterminer h' en faisant des expériences préalables sur un échantillon de matériau granulaire, aux

propriétés thermophysiques connues. Mais bien que certains auteurs (28) aient déjà proposé des billes de verre comme étalon de référence, pour les mesures de coefficient de conductivité thermique de corps isolants, il nous est difficile de disposer actuellement d'un tel échantillon.

Nous avons ensuite essayé d'utiliser l'air dont les propriétés thermophysiques sont bien connues. Cependant, le transfert de chaleur dans une lame d'air comprise entre deux plaques conductrices de la chaleur et émettrices de rayonnement thermique simule mal le transfert de chaleur dans un milieu granulaire et les formules XXVI ne sont plus valables.

A partir de la méthode de DUSINBERRE (127), nous avons également fait une étude numérique parallèle permettant d'obtenir a (128). Nous n'en retiendrons seulement ici qu'il est possible, au cours d'une première phase de calcul effectuée à partir de données expérimentales, d'évaluer numériquement h' , correspondant à une plaque-support seule, excitée par le flash. Les résultats obtenus montrent que h' , pour une plaque donnée, dépend de sa température superficielle au cours de l'expérience. Comme il est pratiquement impossible d'obtenir expérimentalement la même température superficielle avec une plaque seule d'une part, et avec le bloc échantillon complet comportant les deux plaques-support et le milieu granulaire d'autre part, ces résultats sont inutilisables dans nos calculs.

3) Hypothèses simplificatrices. Détermination de h' , λ_a , a , ρc .

Puisqu'une détermination directe ou indirecte de h' est difficile, le meilleur moyen de lever l'indétermination, sans faire de grandes erreurs sur un paramètre qui n'est qu'accessoire, est d'exploiter à fond les formules XXVI avec des hypothèses physiques simplificatrices justifiées

Si $[\frac{\gamma}{a}]^{1/2}$ est petit, $[\frac{\beta}{a}]^{1/2}$ est encore plus petit puisque $\beta \ll \gamma$ et la première formule XXVI s'écrit :

$$h' = \beta \left[\frac{\lambda' a'}{a'} + \frac{\lambda_a e}{a} \right] \quad \text{XXVII}$$

c'est-à-dire : $h' = \beta [\rho c e + \rho' c' e']$

Dans nos expériences réalisées avec des plaques-support en cuivre et en acier inoxydable,

$$e' \simeq 2 e$$

$$\rho'c' \geq \rho c$$

$$\text{donc } \frac{\rho c e}{\rho'c'e'} \leq \frac{1}{2} .$$

Admettons alors en première approximation que $h' \simeq \beta \frac{\lambda' e'}{a'}$.

De la deuxième formule XXVI, nous pouvons ensuite tirer :

$$\lambda_a = \frac{(\gamma - \beta) \frac{\lambda' e'}{a'} e}{\left[\frac{\gamma}{a}\right]e^{1/2} \cdot \cotg \left[\frac{\gamma}{a}\right]e^{1/2}}$$

Puisque nous avons fait l'hypothèse que $\left[\frac{\gamma}{a}\right]^{1/2} e$ était petit et puisque nous savons que $\beta \ll \gamma$, on majore légèrement et simultanément le numérateur et le dénominateur de l'expression précédente et l'on élimine l'inconnue a en écrivant :

$$\lambda_a = \gamma \frac{\lambda' e'}{a'} e$$

a s'exprime alors par :

$$a = \frac{\lambda_a}{\rho c} = \gamma \frac{\rho'c'e'}{\rho c e} e^2$$

$$a = m^2 \gamma e^2$$

$$\text{avec } m^2 = \frac{\rho'c'e'}{\rho c e} \geq 2$$

Éliminons h' entre la deuxième formule XXVI et la formule XXVII, et remplaçons γ , λ_a et a par leurs expressions respectives. m doit alors être solution de :

$$\frac{\gamma}{\beta} = \frac{1 + \frac{1}{m^2}}{1 - \frac{1}{m} \cdot \cotg \frac{1}{m}}$$

Remplaçons $\cotg \frac{1}{m}$ par les deux premiers termes de son développement en série. Ceci correspond à une erreur relative au plus égale à 0,25 % sur le produit $\frac{1}{m} \cdot \cotg \frac{1}{m}$ dès que $\frac{1}{m} \leq (\frac{1}{2})^{1/2}$.

Nous obtenons alors :

$$m^2 = \frac{\gamma - 3 \beta}{3 \beta}$$

et
$$a = \frac{(\gamma - 3 \beta)}{3 \beta} \cdot \gamma e^2$$

Connaissant λ_a et a , on peut exprimer :

$$\rho c = \frac{3 \beta}{(\gamma - 3 \beta) \cdot e} \cdot \frac{\lambda' e'}{a'}$$

et donner pour h' une expression plus précise :

$$h' = \left[\beta + \frac{3 \beta^2}{\gamma - 3 \beta} \right] \cdot \frac{\lambda' e'}{a'}$$

En conclusion, à partir des valeurs de β et γ obtenues en dépouillant graphiquement les courbes expérimentales, et connaissant la quantité $\frac{\lambda' e'}{a'}$ qui ne dépend que des plaques-support utilisées, on peut calculer h' , λ_a , a , ρc avec les formules :

$$\left\{ \begin{array}{l} h' = \left[\beta + \frac{3 \beta^2}{\gamma - 3 \beta} \right] \cdot \frac{\lambda' e'}{a'} \\ \lambda_a = \gamma \frac{\lambda' e'}{a'} e \\ a = \frac{(\gamma - 3 \beta)}{3 \beta} \cdot \gamma e^2 \\ \rho c = \frac{3 \beta}{(\gamma - 3 \beta) e} \cdot \frac{\lambda' e'}{a'} \end{array} \right.$$

XXVIII

Ce n'est qu'après avoir donné les résultats expérimentaux, que nous pourrons vérifier rigoureusement au § VI B/ les hypothèses qui ont permis d'établir ces quatre formules.

CHAPITRE VI

RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Nous donnons d'abord les résultats expérimentaux relatifs aux échantillons n^{os} 2, 3, 4 décrits dans la première partie au § II C, qui nous ont permis de tester la validité de la méthode proposée. Puis à titre d'application de cette méthode, nous donnons les résultats obtenus sur des matériaux naturels.

A/ RESULTATS OBTENUS SUR LES ECHANTILLONS n^{os} 2, 3, 4.

Le tableau 11 donne pour chaque échantillon :

- la nature des plaques-support utilisés,
- les valeurs de β et γ obtenues par le dépouillement graphique des courbes expérimentales $\Theta_3 (e + e', t)$
- les valeurs de h' , λ_a , a , ρc calculées par les formules XXVIII

avec les unités suivantes :

β et γ en $[s]^{-1}$

h' en $W/m^2 \cdot ^\circ C$

λ_a en $W/m \cdot ^\circ C$

a en m^2/s

ρc en $J/m^3 \cdot ^\circ C$

Tous les calculs ont été faits avec les valeurs numériques suivantes pour $\frac{\lambda' e'}{a'}$:

- cuivre : $\frac{\lambda' e'}{a'} = 6\,400 \text{ J/m}^2 \cdot ^\circ C$. Cette quantité a été éalculée à partir de valeurs de λ' et a' relevées dans la littérature (129).

- acier inoxydable : $\frac{\lambda'e'}{a'} = 6\,800 \text{ J/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$. Cette quantité a été calculée à partir d'une valeur de λ' relevée dans la littérature (129), et d'une valeur de a' mesurée par la méthode de J. FAURE exposée au § III A/2) b).

nos des échan- til- lons	plaques- support	β	γ	h'	λ_a	a	ρc
2	acier inoxydable	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$2,29 \cdot 10^{-2}$	7,8	0,16	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^6$
3	acier inoxydable	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$1,66 \cdot 10^{-2}$	8,6	0,11	$6,5 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^6$
4	acier inoxydable	$1,05 \cdot 10^{-3}$	$1,58 \cdot 10^{-2}$	8,8	0,10	$5,7 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^6$
4	cuivre	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$1,53 \cdot 10^{-2}$	7,9	0,091	$5,4 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^6$

Tableau 11 : valeurs expérimentales de β , γ , h' , λ_a , a , ρc pour les échantillons n^{os} 2, 3, 4 à température ambiante.

Gaz intergranulaire : air à la pression atmosphérique.

La lecture de ce tableau entraîne certaines remarques.

- Les valeurs de β varient très peu , même si l'on change la nature de la plaque-support et sont toujours très petites devant γ .

$$15 < \frac{\gamma}{\beta} < 23$$

- Comme de plus, les quantités $\frac{\lambda'e'}{a'}$ sont voisines pour le cuivre et l'acier inoxydable, on obtient des valeurs de h' faibles et groupées (voir la 1ère formule XXVIII).

- On remarque que pour γ , λ_a , a , ρc , on obtient des valeurs voisines avec les échantillons n^{os} 3 et 4 essentiellement constitués d'alumine, qui sont nettement différentes de celles de l'échantillon n^o 2 essentiellement constitué de silice.

- Nous avons utilisé de préférence les plaques-support en acier inoxydable plutôt que celles en cuivre pour deux raisons.

Tout d'abord, nous pensons qu'avec ces premières la quantité h' est bien constante dans le temps puisqu'il n'y a pas d'oxydation superficielle.

Ensuite nous avons pu mesurer pour elle a' par la méthode de J. FAURE. Pour les plaques-support en cuivre, en revanche, ceci était impossible car le temps de réponse du galvanomètre utilisé sur l'enregistreur C. E. C. était trop important.

B/ VALIDITE DE LA METHODE PROPOSEE.

Il faut vérifier à l'aide des résultats obtenus, les différentes hypothèses simplificatrices qui ont été faites aux paragraphes V A/ 3) a) et V C/ 3).

La quantité $\left[\frac{\gamma}{a}\right]^{1/2} e = \left[\frac{3\beta}{\gamma - 3\beta}\right]^{1/2}$ est inférieure à $\left[\frac{1}{2}\right]^{1/2}$ avec nos résultats expérimentaux.

On en déduit que $\omega_{11} e' = \left[\frac{\gamma}{a'}\right]^{1/2} e'$ est très petit puisque $a' \gg a$ et $e' \simeq 2e$.

On peut donc remplacer $\text{tg } \omega_{11} e'$ par $\omega_{11} e'$ avec une erreur relative maximale de 0,5 % sur la tangente dès que $\left[\frac{\gamma}{a}\right]^{1/2} e \leq \left[\frac{1}{2}\right]^{1/2}$.

Le nombre de NUSSELT est égal à $8,5 \cdot 10^{-4}$ en moyenne donc très petit devant l'unité.

La quantité $\frac{1}{m} = \left[\frac{\rho c e}{\rho' c' e'}\right]^{1/2} = \left[\frac{3\beta}{\gamma - 3\beta}\right]^{1/2}$ est également inférieure à $\left[\frac{1}{2}\right]^{1/2}$ avec nos résultats expérimentaux.

Remplacer la quantité $\lambda_a = \frac{(\gamma - \beta) \frac{\lambda' e'}{a'} e}{\left[\frac{\gamma}{a}\right]^{1/2} e \cdot \cotg \left[\frac{\gamma}{a}\right]^{1/2} e}$ par la quantité

$\lambda_a = \gamma \frac{\lambda' e'}{a'}$ e correspond à une erreur relative maximum de 1,5 % par défaut sur λ_a dès que $[\frac{\gamma}{a}]^{1/2} e = \frac{1}{m} \leq \left(\frac{1}{2}\right)^{1/2}$.

La méthode est donc applicable avec les erreurs chiffrées précédemment sous la seule condition que :

$$\frac{1}{m^2} = \frac{\rho c e}{\rho' c' e'} \leq \frac{1}{2}$$

ce qui dans la pratique est réalisé dès que $e' \simeq 2e$ car $\rho c \ll \rho' c'$ et ce qui est toujours réalisable en augmentant éventuellement e' .

Nous avons évalué les erreurs entraînées par les hypothèses simplificatrices en prenant comme borne supérieure de la quantité $\frac{\rho c e}{\rho' c' e'}$ la valeur numérique $\frac{1}{2}$. Nous obtenons des erreurs très faibles. Or, dans toutes nos expériences $0,1 < \frac{\rho c e}{\rho' c' e'} < 0,25$. Nous pouvons donc affirmer que nos simplifications entraînent des erreurs négligeables.

C/ PRECISION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1) Pour faciliter l'évaluation des erreurs, on a le droit de simplifier les formules XXV en remarquant que MN est toujours petit de telle sorte que $y_m \simeq y_{2m}$ (figure 28). Dans ces conditions :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta \simeq \frac{MN}{y_m t_1} \\ \gamma \simeq \frac{y_{2m}}{y_m t_1} \end{array} \right.$$

En évaluant les temps et les longueurs à 1 % près au cours de la phase de dépouillement graphique, β et γ sont connus à 3 % près.

2) e est connu par mesure différentielle au palmer à 1 % près.

3) a qui ne dépend que de β , γ , e (formules XXVIII) est alors connu à 10 % près.

4) Les erreurs relatives commises sur λ_a et ρ_c sont respectivement égales à 4 % et 7 % si l'on fait abstraction de l'erreur systématique introduite par le terme $\frac{\lambda'e'}{a'}$ (formules XXVIII). Ce terme peut être connu à 2 % près. On peut donc connaître λ_a à 6 % près et ρ_c à 9 % près.

D/ RESULTATS OBTENUS SUR DES MATERIAUX NATURELS.

Nous avons travaillé sur les échantillons suivants qui rentrent tous dans le domaine de validité de la méthode.

Echantillon n° 5 : fraction comprise entre 100 μm et 200 μm d'un sable de Saône.

Echantillon n° 6 : fraction comprise entre 50 μm et 100 μm d'un sable de Saône.

Echantillon n° 7 : fraction inférieure à 50 μm d'un sable de Saône.

Ces trois échantillons proviennent du même sable initial.

Echantillon n° 8 : fraction inférieure à 100 μm d'un limon prélevé dans le site du Colombier Le Cardinal en Ardèche.

Echantillon n° 9 : fraction inférieure à 100 μm d'un limon prélevé dans le site de Pollionnay dans le Rhône.

Echantillon n° 10 : montmorillonite calcique extraite des gisements du Sub-Apennin Pouillais en Italie. Les éléments les plus gros ont un diamètre moyen de 50 μm .

Echantillon n° 11 : kaolinite pure Les Eysies. Les éléments les plus gros ont un diamètre moyen de 20 μm .

Tous ces échantillons ont été étuvés à 105°C pendant 48 heures. Nous avons utilisé les plaques-support en acier inoxydable et fait deux mesures pour chaque échantillon. Le tableau 12 indique les valeurs expérimentales obtenues.

n^{os} des échantillons	diamètre des grains D en μm	β en $[s]^{-1}$	γ en $[s]^{-1}$	h' en $\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$	λ_a en $W/m \cdot ^\circ C$	a en m^2/s	ρc en $J/m^3 \cdot ^\circ C$
5	100 $\ll$ 200	$0,61 \cdot 10^{-3}$	$2,27 \cdot 10^{-2}$	4,5	0,17	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$5,4 \cdot 10^5$
		$0,61 \cdot 10^{-3}$	$2,38 \cdot 10^{-2}$	4,5	0,18	$3,5 \cdot 10^{-7}$	$5,2 \cdot 10^5$
6	50 $\ll$ 100	$0,76 \cdot 10^{-3}$	$2,49 \cdot 10^{-2}$	5,7	0,19	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$6,3 \cdot 10^5$
		$0,69 \cdot 10^{-3}$	$2,45 \cdot 10^{-2}$	5,2	0,18	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^5$
7	$D \leq 50$	$0,65 \cdot 10^{-3}$	$1,60 \cdot 10^{-2}$	5,1	0,11	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$9,0 \cdot 10^5$
		$0,71 \cdot 10^{-3}$	$1,65 \cdot 10^{-2}$	5,5	0,12	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$9,6 \cdot 10^5$
8	$D \leq 100$	$0,72 \cdot 10^{-3}$	$1,52 \cdot 10^{-2}$	5,7	0,10	$0,95 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^6$
		$0,78 \cdot 10^{-3}$	$1,46 \cdot 10^{-2}$	6,2	0,10	$0,94 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^6$
9	$D \leq 100$	$0,76 \cdot 10^{-3}$	$1,86 \cdot 10^{-2}$	5,9	0,13	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$9,5 \cdot 10^5$
		$0,70 \cdot 10^{-3}$	$1,81 \cdot 10^{-2}$	5,4	0,12	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$8,9 \cdot 10^5$
10	$D \leq 50$	$0,90 \cdot 10^{-3}$	$1,39 \cdot 10^{-2}$	7,5	0,095	$0,58 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^6$
		$0,85 \cdot 10^{-3}$	$1,39 \cdot 10^{-2}$	7,1	0,095	$0,62 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^6$
11	$D \leq 20$	$0,89 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	7,6	0,088	$0,495 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^6$
		$0,90 \cdot 10^{-3}$	$1,27 \cdot 10^{-2}$	7,7	0,088	$0,495 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^6$

Tableau 12 : valeurs expérimentales de β , γ , h' , λ_a , a, ρc , pour les échantillons n^{os} 5 à 11, à température ambiante.

Gaz intergranulaire : air à la pression atmosphérique.

CHAPITRE VII

CONCLUSIONS.

VALIDITE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1) Conclusions relatives aux échantillons n^{os} 2, 3, 4.

Le tableau 13 permet de comparer les valeurs de λ_a obtenues par la méthode impulsionnelle du flashet par la méthode du cylindre en régime permanent (première partie, § IV A/ 1)). Le gaz intergranulaire est l'air à la pression atmosphérique.

n ^{os} des échantillons	Nature des plaques-support	λ_a en W/m.°C Méthode impulsionnelle du flash	λ_a en W/m.°C Méthode du cylindre en régime permanent
2	acier inoxydable	0,16	0,23
3	acier inoxydable	0,11	0,13
4	acier inoxydable	0,10	0,11
4	cuivre	0,091	0,11

Tableau 13 : valeurs expérimentales comparées de λ_a mesurées en régime permanent et par la méthode impulsionnelle du flash.

- Pour les échantillons n^{os} 3 et 4, les résultats se recoupent aux erreurs près de chacune des méthodes, bien qu'il s'agisse d'expériences tout à fait différentes. En effet, les conditions de mise en place des échantillons ne sont pas identiques et les porosités notamment ne sont pas les mêmes. Nous expliquons les valeurs plus fortes obtenues par la méthode du cylindre en régime permanent par le fait que les températures moyennes expérimentales sont plus élevées : 50°C au lieu de 25°C.

- Pour l'échantillon n° 2, la différence est supérieure à la marge d'erreur évaluée, bien qu'ici les conditions de mise en place soient plus faciles à reproduire. Il s'agit en effet de billes bien sphériques ayant un diamètre relativement grand, ce qui facilite le tassement. Nous pensons que dans ce cas, le diamètre D des billes devient non négligeable devant l'épaisseur $2e$ de la lame échantillon. Pour les éléments les plus gros de cet échantillon, on a en effet $\frac{D}{2e} = \frac{1}{10}$. Il existe donc des résistances thermiques de contact certainement non négligeables entre les billes et les plaques-support.

2) Conclusions relatives aux échantillons n^{os} 5 à 11.

Pour chaque échantillon, nous obtenons des valeurs très voisines pour h' , λ_a , a , ρc correspondant à des expériences différentes. Nous pensons donc qu'il y a reproductibilité des essais.

3) Conclusions relatives à l'ensemble des échantillons.

h' dépend essentiellement du pouvoir émissif des plaques-support et des écarts entre leurs températures de surface et la température de l'air ambiant. La température de l'air ambiant est constante mais en revanche, les températures de surface varient avec le temps au cours des expériences. Donc les valeurs de h' que nous donnons correspondent à un écart moyen de température qui doit être calculé sur l'intervalle de temps qui a été utilisé pour le dépouillement graphique des courbes θ_3 ($e + e'$, t) c'est à dire $2 t_m$ (figure 28). Nous évaluons cet écart moyen à 5°C dans toutes nos expériences. Le nomogramme de WILKES (130) donne des valeurs de h' comprises entre 2,3 et 15 W/m².°C pour des écarts de température variant de 0 à 10°C et des pouvoirs émissifs variant de 0 à 1. Nous obtenons bien des valeurs de h' groupées d'une part, et comprises entre ces deux valeurs, d'autre part.

Les valeurs de λ_a diminuent dans leur ensemble avec le diamètre des grains et ceci quelle que soit leur nature. Nous retrouvons l'influence de la raréfaction essentiellement due aux éléments fins qui a déjà été évoquée dans la première partie.

La même remarque est valable pour a , mais alors que λ_a varie du simple au double pour l'ensemble des échantillons, a varie dans un rapport de 1 à 6 et ρc varie par conséquent dans un rapport de 1 à 3. Ce phénomène est particulièrement remarquable sur les échantillons n^{os} 5, 6, 7, qui sont de même nature. En effet, pour les échantillons 5 et 6 dont les propriétés granulométriques sont assez voisines, nous obtenons des valeurs de λ_a , a , ρc très voisines. En revanche, pour l'échantillon n° 7 qui contient tous les éléments fins du sable initial, nous obtenons des valeurs très différentes. λ_a et a ont très sensiblement diminué tandis que ρc a pratiquement doublé.

En ce qui concerne les valeurs de a et ρc , la littérature est très peu abondante. Nous pouvons seulement dire que pour le sable (échantillons n^{os} 5, 6) nous avons retrouvé les valeurs données par d'autres auteurs (129). Nous pouvons aussi comparer pour l'échantillon n° 4 les valeurs de a et ρc avec celles obtenues par la méthode du cylindre en régime variable (chapitre I).

:	:	:	:	:
:	n ^{os} de	Méthode impulsionnelle	Méthode du cylindre en	:
:	l'échantillon	du flash	régime variable	:
:	-----	-----	-----	:
:	:	a en m^2/s :	ρc en $J/m^3 \cdot ^\circ C$	:
:	:	-----	-----	:
:	:	a en m^2/s :	ρc en $J/m^3 \cdot ^\circ C$	:
:	:	-----	-----	:
:	4	$5,7 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^6$	:
:	:	:	:	:
:	:	:	:	:

Tableau 14 : valeurs expérimentales comparées de a et ρc mesurées par la méthode du cylindre en régime variable et par la méthode impulsionnelle du flash.

Bien que ces résultats ne soient pas en parfait accord, il n'y a pas de divergence importante. Notons que les valeurs obtenues par la méthode du cylindre en régime variable sont à considérer comme des ordres de grandeur car ce montage était essentiellement prévu pour fonctionner en régime permanent des températures.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES.

Le modèle de KUNI et SMITH et la théorie cinétique des gaz permettent d'analyser avec précision la conductivité thermique de la phase gazeuse d'un milieu granulaire et de déterminer en particulier, à partir de deux mesures expérimentales, la valeur limite du libre parcours moyen des molécules d .

Ce modèle construit à partir de sphères d'égal diamètre est applicable à des éléments non sphériques. Dans tous les cas, ce sont les éléments les plus fins qui déterminent les propriétés du milieu granulaire.

Pour un solide et un gaz fixés, la théorie et les résultats expérimentaux se recoupent. En revanche, la théorie est insuffisante pour expliquer les variations constatées expérimentalement sur d lorsque l'on fait varier la nature du solide et celle du gaz.

Une étude complète qui tiendrait compte des échanges d'énergie entre les différentes molécules et entre les molécules et les grains du milieu, lorsque le gaz intergranulaire est raréfié, permettrait certainement d'expliquer les écarts constatés sur les valeurs de d .

La diffusivité thermique apparente des milieux granulaires a été très peu étudiée, c'est pourquoi nous avons mis au point une nouvelle méthode de mesure dans les conditions expérimentales suivantes :

- diamètre maximum des grains : 200 μm
- température ambiante
- gaz intergranulaire : air à la pression atmosphérique.

En outre, nous avons déterminé, au cours des mêmes expériences, et simultanément les coefficients de conductivité thermique apparents de ces milieux granulaires, ce qui est un avantage très appréciable si l'on

songe à la difficulté de reproductibilité des mesures sur ces milieux.

Tous les résultats que nous donnons correspondent à des valeurs de h' et du nombre de NUSSELT $\frac{h'e'}{\lambda}$ que nous avons pu déterminer et qui précisent les conditions expérimentales.

Pour utiliser cette méthode, il faut cependant disposer de deux plaques-support, aux caractéristiques géométriques et thermophysiques bien connues et définies de telle sorte que la condition de validité $\frac{\rho c e}{\rho' c' e'} \leq \frac{1}{2}$ soit vérifiée.

Nous avons utilisé cette méthode avec succès sur sept échantillons naturels constitués de sables, de limons et d'argiles.

Nous avons rencontré dans tout ce travail les difficultés habituelles inhérentes à la mauvaise définition des milieux granulaires, au manque d'échantillons de référence, et au peu de valeurs numériques de la diffusivité thermique dans la littérature. C'est pourquoi, nous avons été obligés d'étayer toute la deuxième partie sur les résultats expérimentaux de la première partie en travaillant notamment sur les mêmes échantillons de base.

Cette méthode reste valable et pourrait être utilisée avec quelques modifications techniques pour étudier des matériaux :

- à des températures plus élevées ou plus basses en disposant la cellule de mesure dans une enceinte thermostatée.

- sous vide ou baignant dans différents fluides intergranulaires en adaptant les techniques que nous avons utilisées pour l'étude des coefficients de conductivité thermique.

- ayant des grains de diamètre D plus important en augmentant l'épaisseur $2e$ de la lame échantillon. Il importe cependant que pour les éléments les plus gros $\frac{D}{2e} \leq \frac{1}{10}$.

- ayant leurs grains sous contrainte mécanique en chargeant les deux plaques-support.

Il serait alors possible d'envisager une étude systématique de la diffusivité thermique en fonction des différents paramètres de définition du milieu. En liaison avec les études déjà faites sur leur conductivité thermique apparente, on pourrait alors définir précisément

leur chaleur volumique qui elle aussi est apparente. Elle doit dépendre notamment de la chaleur volumique du gaz intergranulaire qui doit être normalement reliée au libre parcours moyen limite des molécules d'étudié dans la première partie.

R E S U M E .

Les propriétés thermophysiques des milieux granulaires interviennent dans de très nombreux secteurs d'activité et en particulier dans celui du Génie Civil. En effet, à l'échelle microscopique, tous les matériaux à structure fibreuse ou poreuse utilisés dans la construction ainsi que les sols pulvérulents peuvent être remplacés par des modèles à structure granulaire.

Nous avons d'abord construit un appareillage afin de mesurer la conductivité thermique apparente de billes de verre et de poudres d'alumine sous vide, dans l'hydrogène, l'air, la vapeur d'eau, le tétrachlorure de carbone à différentes pressions. Le modèle de KUNI et SMITH et la théorie cinétique des gaz ont permis d'en déduire la conductivité thermique des fluides intergranulaires raréfiés ainsi que le libre parcours moyen limite de leurs molécules.

Celui-ci varie dans de notables proportions avec la nature du fluide intergranulaire et surtout avec le diamètre moyen des grains. La localisation des molécules au voisinage des contacts est d'autant plus accentuée que le diamètre des grains est important. Ce libre parcours moyen limite peut être calculé à partir d'une mesure de conductivité thermique du milieu sous vide et de deux mesures de conductivité thermique apparente à deux pressions différentes. Il est alors possible de prévoir théoriquement la conductivité thermique apparente du milieu à n'importe quelle pression intermédiaire du fluide intergranulaire et d'en déduire la conductivité du même milieu constitué de grains de diamètres différents.

Nous avons ensuite adapté la méthode du flash à la mesure de la diffusivité thermique apparente des milieux granulaires. Après avoir testé l'appareillage utilisé sur des solides homogènes, nous avons construit un porte-échantillon permettant de disposer les échantillons granulaires en lame à faces parallèles entre deux plaques-support métalliques.

L'analyse mathématique permet, à partir d'un dépouillement graphique de courbes expérimentales d'obtenir simultanément la diffusivité thermique apparente des échantillons, leurs conductivités thermiques apparentes ainsi que le coefficient d'échange thermique superficiel moyen des plaques-support.

Les conditions de validité de la méthode sont déterminées par les hypothèses physiques simplificatrices introduites dans la phase de l'analyse mathématique.

Cette méthode a été testée sur les échantillons de billes de verre et de poudre d'alumine. Nous avons retrouvé pour la conductivité thermique les résultats antérieurs, et pour le coefficient d'échange thermique superficiel moyen, les valeurs données dans la littérature. Les hypothèses simplificatrices ont été justifiées a posteriori.

Cette méthode a été appliquée à des échantillons de sable, de limons et d'argile. Nous constatons des variations importantes de la diffusivité thermique apparente avec le diamètre des grains.

Les conditions de validité étant peu restrictives, on peut envisager de faire des mesures sur un grand nombre de matériaux et d'entreprendre une recherche systématique sur la diffusivité thermique des matériaux granulaires en fonction de leurs paramètres de définition.

ABSTRACT.

The thermophysical properties of granular mediums interfere in a number of different fields and particularly in Civil Engineering. Indeed, on a microscopic scale any fibrous or porous structured materials used in building, and pulverulent grounds can be superseded by granular structured models.

First of all, an apparatus has been built so as to measure -under various pressures- the apparent thermal conductivity of glass beads and of alumina powders -in a vacuum, in hydrogen, in the air, in steam and carbon tetrachloride. With the help of the Kuni & Smith model and the kinetic theory of gas we came to the conclusion of the thermal conductivity of the rarefied intergranular fluids and the limit average free path of their molecules.

The latter varies in great proportions according to the type of intergranular fluid used, and above all according to the average diameter of the particles. The bigger the diameter of the molecules, the more accentuated the localisation of the molecules near the contacts. This limit average free path can be calculated from one measure of thermal conductivity of the medium in a vacuum and of two measures of apparent thermal conductivity under two different pressures. It is then possible to know in advance -theoretically- the apparent thermal conductivity of the medium under any middle pressure of the intergranular fluid, and to deduce from that the conductivity of the same medium made of particles which have different diameters.

Then, we adapted the flash method to the measure of the apparent thermal diffusivity of granular mediums. After checking the apparatus used on homogeneous solids, we built a sample-holder allowing to place the granular samples in between two metal-supporting plates in parallel-faced plates.

A mathematical analysis enables us from a graphic analysis of the experimental graph to simultaneously obtain the apparent thermal diffusivity of the samples, their apparent thermal conductivity, and the superficial

conductance of the supporting plates.

The conditions of the validity of this method are determined by the simplifying physical hypothesis introduced in the mathematical analysis stage.

This method has been checked on glass beads and alumina powder samples. As far as conductivity and the superficial conductance are concerned, we found respectively the previous results and the literature data. The simplifying hypothesis have been justified a posteriori.

This method has been applied to sand, lime and clay samples. Apparent thermal diffusivity varying greatly with the diameters of the particles can be stated.

The conditions of validity, not being restrictive, measuring a great number of materials and undertaking a systematical research on the thermal diffusivity of granular materials (depending on their parameter of definition) can be considered.

КРАТКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ.

Термофизические свойства гранулированной среды участвуют в многочисленных секторах деятельности и в частности в секторе гражданского строительства. В микроскопическом масштабе, все материалы волокнистой или пористой структуры используемые в строительстве а также и порошкообразная почва могут быть заменены моделями гранулированной структуры.

Сначала мы построили аппаратуру чтобы измерить удельную термическую проводимость стеклянных шариков и порошка окиси алюминия в безвоздушном пространстве, в водороде, в воздухе, в водяном пару, в хлористом углероде под разными давлениями. Модель КЖ-НИ и ШМИТА и кинетическая теория газов позволили вывести заключение о термической проводимости междугранулированных разрежающих флюидов также как и средний лимит свободного перемещения их молекул.

Это перемещение варьирует в значительной пропорции в зависимости от натуры междугранулированного флюида и главным образом от среднего диаметра зерен. Этот средний лимит свободного перемещения может быть вычислен исходя из степени термической проводимости в безвоздушном пространстве и исходя из двух мер термической проводимости наблюдаемой при двух различных давлениях. Таким образом является теоретическая возможность предусмотреть явную термическую проводимость среды под любым промежуточным давлением междугранулированного флюида и вывести заключение о проводимости той же среды состоящей из зерен различного диаметра.

Затем мы применили метод флеша к измерению термической диффузивности наблюдаемой в гранулированных средах. После испытания аппаратуры используемой на однородных твердых телах, мы создали аппарат позволяющий расположить гранулированные образчики пластинками с параллельными гранями между двумя металлическими плитками-суппортами.

Математический анализ позволяет исходя из графического разбора экспериментальных кривых получить одновременно наблюдаемое термическое распространение образчиков, их термические проводимости а также и коэффициент среднего термического поверхностного обмена плиток-суппортов.

Условия пригодности и применимости этого метода определяются физическими упрощающими гипотезами введенными в фазис математического анализа.

Этот метод был испытан на образчиках стеклянных шариков и порошка окиси алюминия. В отношении термической проводимости мы пришли к предыдущим результатам и в отношении среднего коэффициента термического обмена поверхности, нашли цифру указанную в литературе. Упрощенные гипотезы были в последствии подтверждены.

Этот метод был применен к образчикам песка, мелкой смеси и глины. Мы констатируем значительные вариации наблюдаемой термической диффузивности в зависимости от диаметра зерен.

Условия действительности будучи мало ограничены, можно предвидеть исследования цифр на большом количестве материалов и препринять систематическое исследования термической проводимости гранулированных материалов в зависимости от их параметра определения.

B I B L I O G R A P H I E

Références :

- (1) J. B. L. FOURIER, Théorie Analytique de la Chaleur, Gauthiers-Villars, 1822.
- (2) B.K. LARKIN, St. W. CHURCHILL, A.I. Ch. E. Journ., 1959, 5, 467.
- (3) V. M. KOSTYLEV, V. G. NABATOV, Inzhener. fiz. Zh., 1965, 9, n° 3, 377-83.
- (4) P. GROOTEHUIS, R. G. A. MACKWORTH, O.A. SAUNDERS, Inst. Mech. Engrs., London, 1951, 363 - 6.
- (5) S. YAGI, N. WAKAO, A.I.Ch.E. Journ., 1959, 5, 79.
- (6) W. F. CAMMERER, Allgemeine Wärmetechnik, 1962, 11, n° 6, 95-101.
- (7) K. WATSON, Ph. D. Thesis, California Inst. of Technol., 1964.
- (8) A. G. KHARLAMOV, Inzhener. Fiz. Zh., 1965, 9, n° 1, 48-53.
- (9) A.E. WECHSLER, I. SIMON, Final Report for N. A. S. A. Space Flight Center, 1966, Contract NA S8- 20076.
- (10) J.O. VERSCHOR, P. GREEBLER, Trans. A.S.M.E, 1952, 74, 961-8.
- (11) W. SCHOTTE, A. I. Ch. E. Journ., 1960, 6, 63.
- (12) A. EVEREST, P. E. GLASER, A. E. WECHSLER, Report for N. A. S. A. 1962, Contract NA S8 - 1567.
- (13) G. N. DUL'NEV, E. S. PLATUNOV, B. L. MURATOVA, Z. V. SIGALOVA, Inzhener. fiz. Zh., 1965, 9, n° 6, 751-6.

- (14) G. N. DUL'NEV, Inzhener. fiz. Zh., 1965, 9, n° 3, 399-404.
- (15) G. P. MARINO, 1970, WAPD-TM-807, 1-45.
- (16) A. PAULIN, Rudarsko - Metalurski, Zbornik, 1970, n° 1, 65-70.
- (17) J. MESSMER, Personal Communication, 1964.
- (18) D. KUNI, J. M. SMITH, A. I. Ch. E. Journ., 1960, 6, n° 1, 71-8.
- (19) P. GROOTEHUIS, R. W. POWELL, R. P. TYE, Proceed. Phys. Soc., 1952, 65, B, 502.
- (20) M. R. J. WILLYE, P. F. SOUTHWICK, Journ. Petrol. Technol., 1954, 6, 44.
- (21) T. ASAAD, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley, 1955.
- (22) W. WOODSIDE, J. H. MESSMER, Journ. of Appl. Phys., 1961, 32, n° 9, 1688-706.
- (23) R. H. WILHELM, W. C. JOHNSON, R. WYNKOOP, D. H. COLLIER, Chem. Eng. Progr., 1948, 44, n° 2, 105-16.
- (24) R. G. DEISSLER, G. S. EIAN, N. A. C. A., RME 52 605, 1952.
- (25) G. N. DUL'NEV, L. A. KOMKOVA, Inzhener. fiz. Zh., 1965, 9, n° 4, 517-19.
- (26) A. ROUSSEY, Rev. Gén. Therm., 1963, 2, n° 15, 317-25.
- (27) P. CALVET, Rev. Gén. Therm., 1963, 2, n° 24, 1383-403.
- (28) A. E. WECHSLER, A. D. LITTLE, Cambridge, Massachussets 02140, 1967, 89-94.
- (29) T. E. W. SCHUMANN, V. VOSS, Fuel, 1934, 13, n° 8, 249-56.

- (30) D. W. GREEN, Ph. D. Thesis, University of Oklahoma, 1962.
- (31) BAKER, S. P. E. Journ., mars 1962.
- (32) THOMAS, Journ. Petrol. Technol., octobre 1963.
- (33) A. V. LYKOV, Y. A. MIKHAYLOV, Prentice-Hall, Englewood Clifts, N. J., 1961.
- (34) DAMKÖHLER, Der Chem. Ing., 1937, 3, n° 1, 359-485.
- (35) J.A. POLACK, Sc. D. Thesis, M. I. T., 1948.
- (36) G. A. DONNADIEU, Thèse Ing. Doc., Paris, 1960.
- (37) W. M. STRATFORD, Nuclear Eng. Intern., 1956, 1, 178.
- (38) ANONYME, Chem. Eng. Progr., 1958, 65, 66.
- (39) G. A. DONNADIEU, Rev. Gén. Therm., 1962, 1, n° 11, 29-37.
- (40) M. KLARSFELD, Thèse Doct. Univers., Paris, 1970.
- (41) D. A. DE VRIES, Annexe 1952-1 au Bul. Intern. du Froid, 115-30.
- (42) G. RIBAUD, Chaleur et Industrie, 1937, 18, n° 201.
- (43) V. BARBU, O. MIRSU, V. MENU, Betonstein Zeitung, 1960, n° 5.
- (44) A. MISSENARD, Conductivité thermique des solides, liquides, gaz et de leurs mélanges, Eyrolles, Paris, 1965.
- (45) D. HANSEN, W. H. BREYER, W.J. RIBACK, Journ. Heat Transfer, 1970, 92, n° 3, 520-7.
- (46) A. RADU, Build Internat., 1971, n° 4, 219-22.
- (47) B. H. VOS, C. I. B., 5ème Congrès, Paris Versailles, 1971, 111-22.

- (48) P. DESTABLE, Thèse Doct. Ing., Paris, 1957.
- (49) R. GASQUET, Isol. Revêt. Archit. Evol., 1970, n° 74, 11-5.
- (50) J. J. CLOESSNER, R. F. BARRON, Adv. Cryogen. Engng. U. S. A. 1970, 13, K 12, 655-61.
- (51) K. TERZAGHI, R. B. PECK, Mécanique des sols appliquée aux travaux publics et au bâtiment, Dunod, Paris, 1957, 11-7.
- (52) C. FABRY, Propagation de la Chaleur, Armand Colin, 3ème Edit., 1961.
- (53) P.I. TUGUNOV, N. N. KONSTANTINOV, A. I. MAMEDOV, M.N. MANSUROV, Akad. nauk. azerbajdzh., 1970, 26, n° 7, 17-20.
- (54) Y. KANAI, R. NII, Journ. Phys. Chem. Solids, 1959, 8, 338-9.
- (55) L. SICARD, Thèse Doct. Sci., Lyon, 1959.
- (56) Y. FETIVEAU, Thèse Doct. Trois.Cycle, Lyon 1961.
- (57) H. ANGER, C. BAUMBERGER, H. GUENNOG, Annales de radioélectricité, Paris, 1962, 17, n° 67.
- (58) D. J. Mc. NEIL, Brit. Journ. Appl. Phys., 1963, 14, 113-6.
- (59) R. BERLOT, Thèse Doct. Ing., Paris, 1964.
- (60) J. MARTINET, Rev. Gén. Therm., 1966, 5, n° 51, 235-50.
- (61) P. ACLOQUE, Verres et Réfract., 1959, 13, n° 3, 131-42.
- (62) R. GASQUET, Rev. Gén. Therm., 1963, 2, n° 23, 1245-58.
- (63) P.L. VUILLERMOZ, Thèse Doct. Ing., Lyon, 1965.
- (64) S. MASSAMUNE, J.M. SMITH, Ind. Eng. Chem. Fundamentals, 1963, n° 2, 136-43.

- (65) Z. MIHAJLOVIC, G. NAUDET, Rev. Phys. Appl., 1970, 5, 869-75.
- (66) N. N. MEDMEDEV, Inzhener. fiz. Zh., 1971, 20, n° 2, 268-73.
- (67) M. LEVECQUE, Rev. Gén. Therm., 1963, 2, n° 23, 1259-60.
- (68) G. R. KINZER, A.S.H.R.A.E. Journ., février 1963, 99-108.
- (69) MARECHAL, Supplém. ann. I.T.B.T.P., 1963, n°^{OS} 183-184.
- (70) W. FRITZ, W. KUSTER, Wärme und Stoffübertragung, 1970, 3, n° 3, 156-68.
- (71) PENNEY, DEEVER, A.S.H.R.A.E. Journ., novembre 1962, 64-5.
- (72) P. DUMÉZ, Thèse Doct. Ing., Paris, 1965.
- (73) H.E. SEEMAN, Phys. Rev., 1928, 31, 119.
- (74) R. G. DESSLER, Trans. A. S. M. E., octobre 1958, 1417-25.
- (75) D. R. FLYNN, Journ. Res. Nat. Bureau of Standards, 1963, 67C, n° 2.
- (76) L. JACQUE, P. DUMÉZ, Génie chimique, 1964, 92, n° 1, 1-8.
- (77) C. J. GLASSBRENNER, Rev. of Scient. Instr., 1965, 36, n° 7, 984-90.
- (78) P.M. STUPAK, A.M. AJZEN, N.G. JAMPOL'SKIJ, Inzhener. fiz. Zh. 1970, 19, n° 1, 74-8.
- (79) M.P. AGRAWAL, R. C. BHANDARI, Appl. Sci. Res., 1970, 23, n°^{OS} 1-2, 113-20.
- (80) R. TAYLOR, Brit. Journ. Appl. Phys., 1965, 16, 509-15.
- (81) H. KLEIMANN, Y. FETIVEAU, M. RICHARD, L. EYRAUD, C. EYRAUD, J. ELSTON, Rapport C.E.A. R. 3644, 1969.

- (82) P. DEGAS, J.L. BERTIN, Rev. Intern. Hautes Tempér. et Réfract., 1970, 7, n° 4, 359-64.
- (83) J.C. WEILBACHER, J. C. CRAEYNEST, Rev. Intern. Hautes Tempér. et Réfract., 1970, 7, n° 3, 268-70.
- (84) L. HERMINGE, Tappi , 1961, 44, n° 8, 570-5.
- (85) C. MORE, Double liaison, 1970, 17, n° 184, 55-66.
- (86) P. MORLIER, Cahiers gr. fr. Rhéol., 1970, n° spec., 471-5.
- (87) J. B. WEIDLER, A. M. ASCE, P. R. PASLAY, Journ. Engng. Mech. Div., 1970, 96, n° 4, 395-406.
- (88) M. LEVECQUE, Rev. Gén. Therm., 1963, 2, n° 24, 1405-7.
- (89) J. RENARD, Silicates Industriels, 1965, 30, n°^{OS} 10-11, 545-53 et 595-605.
- (90) J. MENARD, Rev. Gén. Therm., 1963, 2, n° 24, 1371-76.
- (91) P. I. COOPER, Solar Energy, 1969, 12, 313-31.
- (92) D. J. CLOSE, Mech. Chem. Engineer. Transac., 1965, 1100, n° 1, 11-22.
- (93) D. J. CLOSE, R. V. DUNKLE, Internat. Solar Energy Soc. Conf., Melbourne, 1970, Paper n° 7/24.
- (94) J. CALZIA, H. CARABIN, Explosifs, 1970, n° 4, 143-52.
- (95) P.A. SMUDA, D. A. GYOROG, Progr. Astronaut. Aeronaut., 1970, 23, 1-22.
- (96) P. HERRINCK, Eur. 16f, Rap. Contrat n° 001-61-1 DMNB, 1962.
- (97) G. E. WEISMANTEL, Chem. Engng., 1970, 77, n° 26, 24-5.

- (98) M. S. SIFAOU, Rapp. Fr., n° 378, 1970.
- (99) J. R. EICKMEIER, D. ERSOY, H. J. RAMEY, J. Canad. Petroleum Technol., 1970, 9, n° 2, 115-21.
- (100) S. BORIES, Thèse Doct. Sci., Toulouse 1970.
- (101) M. COMBARNOUS, Thèse Doct. Sci., Paris 1970.
- (102) P. C. WANKAT, W. R. SCHOWALTER, Physics of fluids, 1970, 13, n° 9, 2418-20.
- (103) R.S. MICHAL'CHENKO, V.F. GET'MANEC, A. G. GERZHIN, N. P. PERSHIN, Inzhener. fiz. Zh., 1970, 19, n° 2, 276-82.
- (104) V. A. SHEJMAN, Inzhener. fiz. Zh. 1970, 19, n° 1, 21-6.
- (105) S. BORRIES, C. THIRRIOT, Rev. Roum. Sci. Techn. Mec. Appl., 1970, 15, n° 3, 689-99.
- (106) M. FAUCHER, F. CABANNES, A. M. ANTHONY, B. PIRIOU, J. SIMONATO, Rev. Intern. Hautes Tempér. et Réfract., 1970, 7, n° 3, 290-7.
- (107) A. B. NEWMAN, Ind. Eng. Chem., 1936, 28, 545-48.
- (108) G. RIBAUD, Mém. Sci. Phys., n° 65, 1960.
- (109) A. LAGARDE, Rev. de l'I. F. P., 1965, 20, n° 2, 414-15.
- (110) A. ANGOT, Compléments de Mathématiques, Editions de la Revue d'Optique, 1957, 353.
- (111) SOCIETE GENERALE DU VIDE, La mesure des basses pressions, 8.
- (112) F. M. DEVIENNE, Mém. Sci. Phys., n° 56, 1953.
- (113) J. P. DEBBANE, Extr. Collection Techn. de l'Ingén., B 564.

- (114) W. J. PARKER, R. J. JENKINS, C. P. BUTLER, G. L. ABBOTT,
Journ. Appl. Phys., 1961, 32, n° 9, 1679-84.
- (115) J. A. CAPE, G. W. LEHMAN, Journ. Appl. Phys., 1963, 34, n° 7,
1909-13.
- (116) J. FAURE, Rap. Eur. , 1822.f, 1964.
- (117) D. A. WATT, Brit. Journ. Appl. Phys., 1966, 17, 231-40.
- (118) J. L. MACQUERON, G. SINICKI, G. DURAND, D. RINALDI, C. R.
Acad. Sci. , Paris, 1967, B, 265, 440-3.
- (119) K. B. LARSON, K. KOYAMA, Journ. Appl. Phys., 1967, 38,
n° 2, 465-74.
- (120) I. D. PEGGS, R. W. MILLS, Rev. Inter., Hautes tempér et Refract.
1970, 7, n° 3, 264-7.
- (121) D. MURFIN, Rev. Intern.^s Hautes tempér. et Refract., 1970,7,n°3,
- (122) K. BEEDHAM, I. P. DALRYMPLE, Rev. Intern. Hautes Tempér. et ²⁸⁴⁻⁹
Refract., 1970, 7, n° 3, 278-83.
- (123) A. J. WALTER, R. DELL, P. C. BURGESS, Rev. Intern. Hautes
tempér. et Réfract., 1970, 7, n° 3, 271-77.
- (124) H. BOTTA, M. GERY, P. HINZELIN, Bull. du C.O.M.P.L.E.S., 1970
n° 18, 107-13.
- (125) H. CORDIER, Notes techn. Minist. de l'Air, 1958, n° 3, 132-6.
- (126) J. COUTANCEAU, C. R. Acad. Sci., Paris, 1967, B, 1537-40.
- (127) W. H. Mc.^s ADAMS, Transmission de la chaleur, Dunod, Paris,
1964, 2ème Ed., 53-7.
- (128) P. HINZELIN, R. YEZOU, M. GERY, H. BOTTA, Inform. Aéraul. et
Therm., 1971, n° 28, 13-8.
- (129) F. KREITH ,Transmission de la chaleur et thermodynamique,
Masson et Cie, Paris, 1967, 622-3.

- (130) S. H. Son TIDESTROM, Manuel de base de l'ingénieur, Dunod, Paris, 1961, 2, 189.

Ouvrages d'intérêt général :

H. S. CARSLAW, J. C. JAEGER, Conduction of Heat in Solids, Clarendon Press, Oxford, England, 1959, 2ème Ed.

J. MARTINET, Contribution à l'étude de la thermocinétique, Publ. Scient. techn. Minist. de l'Air, 1965, n° 411.

D.Q. KERN, Process Heat Transfer, Mc Graw Hill Company Inc., 1950.

P. VERNOTTE, Calcul numérique, Calcul physique. Application à la thermocinétique, Publ. Scient. Techn. Minist de l'Air , 1956, n° 319.

M. VERON, Cours de Thermique du C. N. A. M.

INDEX DES AUTEURS

- AGCLOQUE, P., (61)
 ADAMS, W.H.Mc, (127)
 AGRAWAL, M.P., (79)
 ANGER, H., (57)
 ANGOT, A., (110)
 ASAAD, T., (21)
 BAKER, (31)
 BARBU, V., (43)
 BEEDHAM, K., (122)
 BERLOT, R., (59)
 BORIES, S., (100) (105)
 BOTTA, H., (124)
 CALVET, P., (27)
 CALZIA, J., (94)
 CAMMERER, W.F., (6)
 CAPE, J.A., (115)
 CARSLAW, H.S.
 CLOESSNER, J.J., (50)
 CLOSE, D.J., (92) (93)
 COMBARNOUS, M., (101)
 COOPER, P.I., (91)
 CORDIER, H., (125)
 COUTANCEAU, J., (126)
 DAMKÖHLER, (34)
 DEBBANE, J.P., (113)
 DEGAS, P., (82)
 DESSLER, R.G., (24) (74)
 DESTABLE, P., (48)
 DEVIENNE, F.M., (112)
 DONNADIEU, G.A., (36) (39)
 DUL'NEV, G.N., (13) (14) (25)
 DUMEZ, P., (72)
 EICKMEIER, J.R., (99)
 EVEREST, A., (12)
 FABRY, C., (52)
 FAUCHER, M., (106)
 FAURE, J., (116)
 FETIVEAU, Y., (56)
 FLYNN, D.R., (75)
 FOURIER, J.B.L., (1)
 FRITZ, W., (70)
 GASQUET, R., (49) (62)
 GLASSBRENNER, C.J., (77)
 GREEN, D.W., (30)
 GROOTEHUIS, P., (4) (19)
 HANSEN, D., (45)
 HERMINGE, L., (84)
 HERRINCK, P., (96)
 HINZELIN, P., (128)
 JACQUE, L., (76)
 KANAI, Y., (54)
 KERN, D.Q.
 KHARLAMOV, A.G., (8)
 KINZER, G.R., (68)
 KLARSFELD, M., (40)
 KLEIMANN, H., (81)
 KOSTYLEV, V.M., (3)
 KREITH, F., (129)
 KUNI, D., (18)
 LAGARDE, A., (109)
 LARKIN, B.K., (2)
 LARSON, K.B., (119)
 LEVEQUE, M., (67) (88)
 LYKOV, A.V., (33)
 MACQUERON, J.L., (118)
 MARECHAL, (69)
 MARINO, G.P., (15)
 MARTINET, J., (60)
 MASSAMUNE, S., (64)
 MEDMEDEV, N.N., (66)
 MENARD, J., (90)
 MESSMER, J., (17)
 MICHAL'CHENKO, R.S., (103)
 MIHAILOVIC, Z., (65)
 MISSENARD, A., (44)
 MORE, C., (85)
 MORLIER, P., (86)
 MURFIN, D., (121)
 NEIL, D.J.Mc, (58)
 NEWMAN, A.B., (107)
 PARKER, W.J., (114)
 PAULIN, A., (16)
 PEGGS, I.D., (120)
 PENNEY, (71)
 POLACK, J.A., (35)
 RADU, A., (46)
 RENARD, J., (89)
 RIBAUD, G., (42) (108)
 ROUSSEY, A., (26)
 SCHOTTE, W., (11)
 SCHUMANN, T.E.W., (29)
 SEEMAN, H.E., (73)
 SHEJMAN, V.A., (104)
 SICARD, L., (55)
 SIFAoui, M.S., (98)
 SMUDA, P.A., (95)
 STRATFORD, W.M., (37)
 STUPAK, P.M., (78)
 TAYLOR, R., (80)
 TERZAGHI, K., (51)
 THOMAS, (32)
 TIDESTROM, S.H. Son (130)
 TUGUNOV, P.I., (53)
 VERNOTTE, P.
 VERON, M.
 VERSCHOR, J.O., (10)
 VIDE, (Société Générale du) (111)
 VOS, B.H., (47)
 VRIES de, D.A., (41)
 VUILLERMOZ, P.L., (63)
 WALTER, A.J., (123)
 WANKAT, P.C., (102)
 WATSON, K., (7)
 WATT, D.A., (117)
 WECHSLER, A.E., (9) (28)
 WEIDLER, J.B., (87)
 WEILBACHER, J.C., (83)
 WEISMANTEL, G.E., (97)
 WILHELM, R.H., (23)
 WILLYE, M.R.J., (20)
 WOODSIDE, W., (22)
 YAGI, S., (5)

Vu.

Les membres du Jury :

MM. P. GEVIN

H. PONCIN

C. EYRAUD

J. C. CUBAUD

M. GERY

Vu et approuvé.

Le Directeur de l'U.E.R. de Physique :

M. DUFAY

Vu et accordé le permis d'imprimer.

Lyon, le 7 juillet 1972

Le Président de l'Université

Claude Bernard,

J. BOLDIN

